

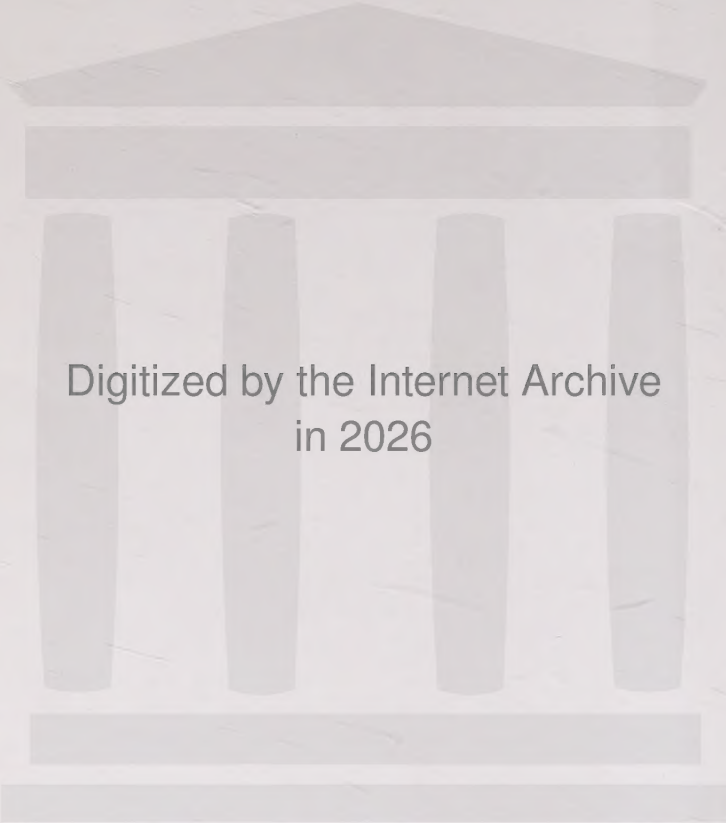
**UNTERSUCHUNGEN ELEKTRONISCHER
EIGENSCHAFTEN VON SEHR DÜNNEN
Pd-, Au- und Sb-Schichten**

von
Peter Zwicknagl
—

1977

1978
—





Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41533917_0078

UNTERSUCHUNGEN ELEKTRONISCHER
EIGENSCHAFTEN VON SEHR DÜNNEN
Pd-, Au- UND Sb-SCHICHTEN

I n a u g u r a l - D i s s e r t a t i o n

zur

Erlangung des Doktorgrades

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Düsseldorf

vorgelegt

von

Peter Zwicknagl

aus Schwabach

Düsseldorf (1977)



1. Berichterstatter: Prof. Dr. D. Stark

2. Berichterstatter: Prof. Dr. A. Otto

Tag der mündlichen Prüfung: 15. Februar 1978

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
0. Überblick	1
1. Vorbetrachtungen zur Situation der Physik sehr dünner Schichten	3
1.1 Energiespektrum einer dünnen Schicht und zwei- dimensionale Bandstruktur	3
1.2 Bemerkungen zur experimentellen Situation	6
1.3 Bemerkungen zu den theoretischen Ansätzen	10
2. Die Modellschichten und ihre Eigenschaften	13
2.1 Das effektive Potential der Metall-Modellschicht	13
2.2 Eigenwerte, Zustandsdichte und Fermienergie der Metall-Modellschicht	18
2.3 Numerische Ergebnisse	23
2.4 Einige Anmerkungen zu den Modellrechnungen	27
2.5 Ein Zweibändermodell zur Abschätzung des Quan- tum Size Effekts in Halbmatalen	28
2.6 Einige Beispiele für den schichtdickenabhängi- gen Verlauf des chemischen Potentials in Halb- metallschichten	34
3. Der Einfluß des Quantum Size Effekts auf die spezifische Leitfähigkeit	38
3.1 Hinweise auf einen möglichen QSE aus der Inter- pretation von Leitfähigkeitsmessungen mit Hilfe des klassischen Size Effekts	38
3.2 Abschätzung des QSE für die spezifische Leitfä- higkeit am Beispiel zweier einfacher Modellvor- stellungen	40
3.2.1 QSE bei elastischer Streuung an δ -funktions- artigen Streupotentialen	40
3.2.2 QSE bei inelastischer Streuung mit pauschaler Berücksichtigung der Elektron-Phonon-Wechsel- wirkung	41
3.2.3 Numerische Ergebnisse: Abschätzung der Auswir- kung des QSE auf die spezifische Leitfähigkeit	43
4. Die Feldemission als Verstärker des Quantum Size Effekts in dünnen Schichten	47

4.1	Der Einfluß des QSE auf die Feldemissionsstromdichte aus einer ideal glatten, homogenen Schicht	47
4.2	Numerische Ergebnisse: Für die Metall-Modellschicht zeigt die Feldemissionsstromdichte als Funktion der Schichtdicke Oszillationen mit hoher Amplitude	50
5.	Experimentelles	55
5.1	Allgemeines zur Versuchsdurchführung	55
5.2	Messung des Feldemissionsstromes	57
5.2.1	Präparation der Emitterspitzen	57
5.2.2	Aufnahme der Feldemissionsstrom-Kennlinien	58
5.2.3	Energieanalyse und ungelöste Probleme	60
5.3	Messung des elektrischen Widerstandes in Abhängigkeit von der Schichtdicke	61
6.	Der Quantum Size Effekt - Experimentelle Ergebnisse in sehr dünnen Pd-Schichten	63
6.1	Erwartungen und experimentelle Wirklichkeit	63
6.1.1	Spezifischer Widerstand in Abhängigkeit von der Schichtdicke	63
6.1.2	Eine typische experimentelle Feldemissionsstrom-Kennlinie	65
6.1.3	Unterschiede zwischen der FEJ(d)-Kennlinie und den experimentell gefundenen FEI(d)-Kennlinien	66
6.2.	Periodenlänge in Pd-Schichten	68
6.2.1	Abschätzung der zu erwartenden Periodenlänge	68
6.2.2	Experimentell zu beobachtende Periodenlängen	69
6.3	Auswirkungen des QSE im Feldemissionsstrom bei verschiedenen Gesamtspannungen	72
6.3.1.	Ein typisches Beispiel	72
6.3.2	Informationen aus den FOWLER-NORDHEIM-Kurven	75
6.4	Experimente zur Deutung des steilen Anstiegs in den FEI(d)-Kennlinien bei kleinen Schichtdicken	80
7.	Untersuchungen zum QSE in aufgedampften Schichten mit Hilfe der Feldemission aus massiven Metallsitzen	90
7.1	Abschätzung des Widerstandsbeitrags aufgrund des QSE	90

7.2	Emissionssystem dünne Schicht und Metallemitter	94
7.3.	Widerstandsänderungen in ebenen, aufgedampften Pd-Schichten	97
8.	Quantum Size Effekte in sehr dünnen Goldschichten	102
9	Einige Messungen zum Quantum Size Effekt in aufgedampften Sb-Schichten	109
10	Diskussion	116
10.1	Die FEI(d)-Kennlinien lassen trotz Überlagerung verschiedener QSE-Beiträge die richtige Periodenlänge erkennen	116
10.2	Tunnelleitung zwischen Inseln als wesentlicher Leitungsmechanismus bei den kleinsten Schichtdicken	120
10.3	Qualitative Deutung der FEI(d)-Strukturen bedampfter Isolatorspitzen im Bereich des steilen Anstiegs	123
10.4	Qualitative Deutung der FEI(d)-Kennlinien bedampfter Isolatorspitzen im Sättigungsbereich	124
	Zusammenfassung	129

Häufig verwendete Konstanten und Symbole

$e = 1.602 \cdot 10^{-19}$	As	Elementarladung
$m_0 = 9.109 \cdot 10^{-31}$	kg	Ruhmasse des Elektrons
$\hbar = 1.054 \cdot 10^{-34}$	$J s = 6.579 \cdot 10^{-16}$	eVs Plancksches Wirkungs- quantum
$k_B = 1.38 \cdot 10^{-23}$	$J K^{-1} = 8.62 \cdot 10^{-5}$	eVK ⁻¹ Boltzmann-Konstante

A	emittierende Fläche
d	Schichtdicke
D(E,d)	Zustandsdichte als Funktion von E und d
E	Energie
E_F	Fermienergie
$E_{k_x, k_x, i}(d)$	Eigenwert
$E_1(d) = E_{0,0,1}(d)$	Eigenwert
F	Feldstärke
FEI	Feldemissionsstrom
FEJ	Feldemissionsstromdichte
$\vec{k}$	Wellenvektor
KSE	Klassischer Size Effekt
l_0	mittlere freie Weglänge
λ	Periodenlänge
λ_F	Fermiwellenlänge
m_e^*	effektive Masse
$\langle n(d \rightarrow \infty) \rangle$	mittlere Elektronendichte
N	Gesamtzahl freier Elektronen in der Schicht
N(E,d)	Zahl der besetzten Zustände
p	Spiegelungsparameter
Φ	Austrittsarbeit
QSE	Quantum Size Effekt
R	Widerstand
ρ	spezifischer Widerstand
σ	spezifische Leitfähigkeit
τ	Relaxationszeit
U_G	Gesamtspannung zwischen Kathode und Anode
U_E	Spannung zwischen Emitteroberfläche und Anode
ΔU	Spannungsabfall über der Probe
V	Potential
$V_{eff}(0;d)$	effektives Potential in der Schichtmitte

O. ÜBERBLICK

Elektronische Bauelemente werden mit immer kleiner werdenden Ausmaßen entwickelt und hergestellt. Solange ihre Dimensionen nicht zu klein sind, versucht man in der Festkörperphysik ihre Eigenschaften, insbesondere die der kristallin aufgebauten, durch die eines unendlich ausgedehnten, entsprechenden Kristalls zu erklären.

Obwohl reale Kristalle nur endlich groß sind, ist dieses Verfahren recht nutzbringend. Dies erklärt sich dadurch, daß Störungen der Periodizität, wie sie an Oberflächen notwendigerweise auftreten, im Festkörper sich nur innerhalb einer Grenzschicht auswirken, die i.a. klein gegen die Ausdehnung des Kristalls senkrecht zur Oberfläche ist .

Man erwartet jedoch, daß sich die Eigenschaften einer Probe stark von denen des unendlich ausgedehnten Festkörpers unterscheiden, wenn der Einflußbereich der Grenzschicht vergleichbar mit der Ausdehnung der Probe in einer Richtung, z.B. der Dicke d in einer dünnen Schicht, ist. Ob ein endlicher Kristall als dünne Schicht angesehen werden muß oder nicht, hängt von der Dicke der Grenzschicht ab. Diese kann jedoch unterschiedlich groß sein, je nachdem welche Eigenschaft man betrachtet.

Seit 1955 vermutete man, daß sich außer den bereits bekannten, oben genannten Grenzschichteffekten, die man auch als "Size Effekte" bezeichnet, Quanteneffekte in sehr dünnen Schichten bemerkbar machen sollten. Dem Einfluß dieser Quanteneffekte auf die Eigenschaften von sehr dünnen Metall- und Halbmethylschichten und der Beobachtung dieser Effekte im elektrischen Widerstand und im Feldemissionsstrom gilt das Hauptinteresse dieser Arbeit.

Wie sich diese Quanteneffekte qualitativ auf das Energiespektrum einer dünnen Schicht auswirken können, welche theoretischen Ansätze versucht, um diese Phänomene zu beschreiben, und welche Experimente unternommen wurden, um diese Effekte zu beobachten, wird in Kapitel 1 kurz geschildert.

Um die Größenordnung dieser "Quantum Size Effekte" (QSE) abzuschätzen, diskutieren wir in Abschnitt 2 in Abhängigkeit von der Schichtdicke einige Eigenschaften einer Metall-Modellschicht, die gut die Ergebnisse für ein selbstkonsistent berechnetes Jellium-Modell wiedergibt. Den Einfluß des QSE in Halbmietallschichten untersuchen wir im Rahmen eines einfachen Zweibänder-Modells. Mit diesen Resultaten wird in Kapitel 3 die Auswirkung des QSE auf die spezifische Leitfähigkeit bei elastischer und inelastischer Streuung abgeschätzt. In Kapitel 4 werden in WKB-Näherung die Vorteile aufgezeigt, die die Verstärkerwirkung der Feldemission für die Beobachtbarkeit des QSE in sehr dünnen Metallschichten mit sich bringt.

Nach den Bemerkungen zur Probenpräparation und Versuchsdurchführung in Abschnitt 5 beschäftigen sich die Kapitel 6 und 7 mit den Ergebnissen, die wir an schrittweise aufgedampften Pd-Schichten bei Schichtdicken zwischen 1 und 10 nm in Widerstands- und Feldemissionsstrom (FEI)-Messungen erhielten. Es wird über das Auftreten von QSE-Oszillationen in Abhängigkeit von der Schichtdicke und der Hochspannungsvariation berichtet und gezeigt, wie die Abweichungen in der Struktur der FEI(d)-Kennlinien von der nach den Modellrechnungen erwarteten zustande kommen. Außerdem werden Größenordnungen der Widerstandsbeiträge aufgrund von Size Effekten und Quantum Size Effekten zum Schichtwiderstand abgeschätzt. Widerstandskurven, die aus "normalen" Widerstandsmessungen stammen, werden in Hinblick auf die Beobachtbarkeit von Quantum Size Effekten mit denjenigen FEI(d)-Kennlinien verglichen, die bei einer Reihenschaltung von dünner Schicht und einem massiven Metall-emitter aufgenommen wurden.

Im Kapitel 8 werden Ergebnisse zum QSE in sehr dünnen Au-Schichten, im Kapitel 9 in Sb-Schichten vorgestellt. In welcher Weise sich verschiedene QSE-Beiträge überlagern, mit welchen Leitungsmechanismen das Widerstandsverhalten beschrieben werden und wie sich der QSE in einer realen Schicht auswirken könnte, wird im abschließenden Kapitel 10 diskutiert.

1. VORBETRACHTUNGEN ZUR SITUATION DER PHYSIK SEHR DÜNNER SCHICHTEN

1.1. ENERGIESPEKTRUM EINER DÜNNEN SCHICHT UND ZWEIDIMENSIONALE BANDSTRUKTUR

Die Fortschritte in der Vakuumtechnik und die Entwicklung von Oberflächenuntersuchungsmethoden in den letzten Jahrzehnten weckten auch ein verstärktes Interesse dafür, wie die Oberfläche die elektronischen Eigenschaften eines Festkörpers beeinflusst.

Nach den frühen Arbeiten von TAMM /1/ und SHOCKLEY /2/ über elektronische Oberflächenzustände wurden große Anstrengungen unternommen, um die Oberflächeneigenschaften eines halbumendlichen Kristalls zu beschreiben /3,4,5/. In ausreichend dünnen Schichten sollte sich der Einfluß der Oberfläche besonders stark auswirken. Man erwartet in ihnen gegenüber einem ausgedehnten Festkörper ausgeprägte Änderungen der elektronischen und optischen Eigenschaften. Diese Änderungen hängen eng mit der jeweiligen Schichtdicke zusammen.

Untersucht man etwa die Abhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit von der Schichtdicke, so stellt man fest, daß zwei Effekte eine Rolle spielen können: der klassische Size Effekt (KSE) und der Quantum Size Effekt /6,7/. Der KSE wird immer dann beobachtet, wenn die Schichtdicke vergleichbar mit der mittleren freien Weglänge l_0 der Ladungsträger wird. Er ist auf die diffuse Streuung der Elektronen an der Oberfläche zurückzuführen und bewirkt, daß die spezifische Leitfähigkeit $\zeta(d)$ mit abnehmender Schichtdicke d abnimmt /8,9/.

Der QSE tritt dagegen erst in Erscheinung, wenn die Schichtdicke in der Größenordnung der de Broglie-Wellenlänge $\lambda_F = 2\pi/\vec{k}_F$ der Elektronen an der Fermikante liegt. ($\vec{k}_F$ Wellenvektor an der Fermikante). Der QSE verursacht ein Oszillieren der spezifischen Leitfähigkeit $\zeta(d)$ um den Festkörperwert mit einer Periodenlänge von ungefähr $\lambda_F/2$. Die Amplitude nimmt dabei mit wachsender Schichtdicke ab /6,7/.

Der QSE geht auf eine grundsätzliche Änderung des Energiespektrums der Schicht gegenüber dem des massiven Festkörpers zurück. Im unendlich ausgedehnten Festkörper füllen die Energieniveaus den Fermisee quasikontinuierlich auf. Von der Schicht wird angenommen, daß sie in zwei Dimensionen unendlich ausgedehnt ist und eine periodische Struktur besitzt. Dann sind die gebundenen Zustände mit Energien kleiner als die Vakuumenergie bezüglich der Richtung senkrecht zur Oberfläche lokalisiert. Hält man den Quasimpuls $\hbar \vec{k}_{||}$ parallel zur Oberfläche fest, so bekommt man ein diskretes Eigenwertspektrum und keine Energiebänder wie im dreidimensionalen Fall. Die Energieniveaus ordnen sich in der Fermikugel auf erlaubten Scheiben parallel zur $\vec{k}_{||} = (k_x, k_y)$ -Ebene an. In der Abbildung 1a und 1c ist diese Situation für zwei feste Schichtdicken $d = 1 \text{ nm}$ und $d = 2 \text{ nm}$ für die in Kap.2 behandelte Modellschicht festgehalten. Jede der Scheiben in Abb.1a und 1c wird durch einen diskreten Wert $i = 1, 2, \dots$, gekennzeichnet. Diese "Quantum Size Effekt" genannte Erscheinung führt zu Oszillationen der thermodynamischen und kinetischen Eigenschaften mit einer Periodenlänge von $\lambda_F/2$ als Funktion der Schichtdicke.

Will man wie im Dreidimensionalen an der Vorstellung einer Bandstruktur $E(\vec{k})$ festhalten, so läßt sich diese auf eine dünne Schicht unter folgender Bedingung übertragen /10/: Besitzt die Schicht als Ganzes zweidimensionale Translationsinvarianz, so ist eine Klassifikation der Zustände nach $\vec{k}_{||}$ möglich. Die Vektoren $\vec{k}_{||}$ und $-\vec{k}_{||}$ beschreiben dann auch verschiedene Zustände /11/. Bei fester Quantenzahl i ist $E^{(i)}(\vec{k}_{||})$ i.a. eine stückweise stetige Funktion von $\vec{k}_{||}$. Man bezeichnet die Beziehung $E^{(i)}(\vec{k}_{||})$ als Bandstruktur. Die Energiebänder des Festkörpers spalten in Unterbänder, sogenannte "Subbands" auf. In der Abbildung 1b und 1d sieht man die Struktur des Leitungsbandes für die untersten drei bzw. sieben Subbands für die Beispiele aus Abb. 1a und 1c im reduzierten Zonenschema dargestellt. Für die $E^{(i)}(\vec{k}_{||})$ wurde die Dispersionsrelation des freien Elektro-

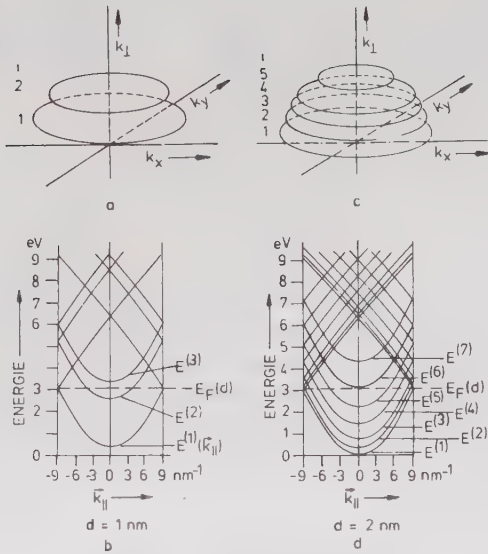


Abb. 1a und 1c: Lage der erlaubten Energieniveaus für zwei verschiedene Schichtdicken $d = 1 \text{ nm}$ und $d = 2 \text{ nm}$ der Metall-Modellschicht aus Kapitel 2

1b und 1d: Zweidimensionale Bandstruktur für die Beispiele aus Abb. 1a und 1c mit den ersten drei bzw. sieben Subbands im reduzierten Zonenschema. Für $E^{(1)}(\vec{k}_{\parallel})$ wurde die Dispersionsrelation des freien Elektronengases angenommen.

nengases angenommen:

$$(1.1) \quad E^{(1)}(\vec{k}_{||}) = \varepsilon_1(d) + \frac{\hbar^2}{2m_0} k_{||}^2.$$

ε_1 ist der Energieeigenwert in der i-ten Scheibe für $\vec{k}_{||} = 0$ für eine Schicht der Dicke d.

1.2 BEMERKUNGEN ZUR EXPERIMENTELLEN SITUATION

Die besonderen Eigenschaften dünner Schichten sind von vielen Arbeitsgruppen untersucht worden und haben in verschiedenster Weise technische Anwendung gefunden.

Einen Überblick über frühere Aktivitäten erhält man aus den Monographien von MAYER /12/. Über die Entwicklung in den fünfziger und sechziger Jahren geben z.B. die Bücher "Thin Film Phenomena" /13/ und "Handbook of Thin Film Technology" /14/ einen Eindruck.

Die ersten experimentellen Arbeiten zum QSE erschienen ab 1965 in der russischen Literatur. Sie sind in einem Übersichtsartikel von LUTSKII /15/ zusammengefaßt. Fast alle Experimente wurden an Bi-Proben durchgeführt und werden auch jetzt noch an solchen und ähnlichen Substanzen wie Sb, Bi- und Sb-Legierungen fortgesetzt /16-24/. Bisher wurde häufig der spezifische Widerstand und/oder der Magnetowiderstand gemessen. Es wird über Schwankungen in Abhängigkeit von der Schichtdicke mit relativ großen Amplituden berichtet. Die Schwankungen zeigen mehr oder weniger periodischen Charakter und Periodenlängen, die sich um mehrere hundert Prozent für dieselbe Substanz unterscheiden. Man findet auch Meßkurven, die selbst bei tiefen Temperaturen nur schwach angedeutete Oszillationen erkennen lassen /25,26,27/. Ebenso wird nur von geringen schicht-dickenabhängigen Schwankungen berichtet, wenn andere Schichteigenschaften wie optische Transmission, Druckabhängigkeit des Widerstandes oder Tunnelströme in Sandwich-

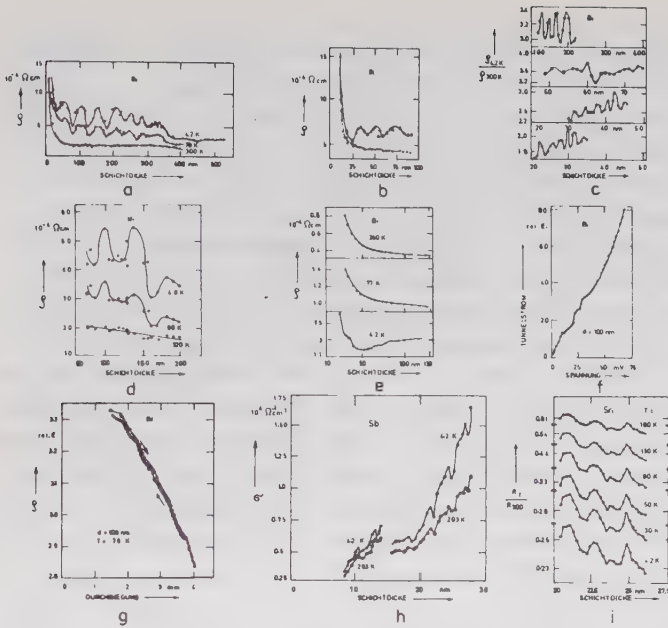


Abb. 2: Überblick über einige Meßergebnisse zum QSE

2a-2e: Spezifischer Widerstand $\rho(d)$ dünner Bi-Schichten in Abhängigkeit von der Schichtdicke bei verschiedenen Temperaturen

a: nach OGRIN und LUTSKII in /15/

b: nach BORZYAK et al. /23/

c: nach FESENKO /24/

d: nach ASAHI et al. /17/

e: nach GARCIA et al. /26/

2f: Strom-Spannungs-Charakteristik des Tunnelsystems Bi($d=100$ nm)-festes Bi nach LUTSKII et al. in /15/

2g: Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes einer 100 nm dicken Bi-Schicht auf Glimmer von der Biegung nach LUTSKII et al. in /15/

2h: Spezifische Leitfähigkeit σ einer Sb-Schicht nach KOMNIK et al. /19/

2i: Widerstandsverhältnis R_T/R_{300} in Abhängigkeit von der Schichtdicke einer Sn-Schicht nach KOMNIK et al. /28/

schichten untersucht wurden. Einen Querschnitt durch die Meßergebnisse zum QSE zeigt die Abbildung 2.

Auch in unserer Arbeitsgruppe wurde der spezifische Widerstand $\rho(d)$ von Bi- und Sb-Proben in Abhängigkeit von der Schichtdicke bestimmt /29,30/. Die $\rho(d)$ -Kurven zeigten erst unter U H V - B e d i n g u n g e n und bei tiefen Temperaturen (110 K) periodische Schwankungen mit der Dicke, aber mit sehr kleinen Amplituden. Dagegen beobachteten wir bei Proben, die im H o c h v a k u u m aufgedampft wurden, zum Teil stärkere, aber nicht sehr regelmäßige Änderungen im Widerstandsverlauf. Ob und inwiefern der Restgasdruck für die sehr divergierenden QSE-Resultate in Halbmetschichten verantwortlich ist, wird zur Zeit noch untersucht. Die in dieser Arbeit geschilderten Ergebnisse für Sb-Schichten sind eher als Beispiel dafür gedacht, wie mit Hilfe der Feldemission in Halbmetallen Quantum Size Effekte studiert werden können.

Auf dem Gebiet der H a l b l e i t e r nützt man in MOS-FET-Anordnungen aus, daß sich zwischen Halbleiter- und Isolatorschicht (z.B. Si-SiO₂) je nach Dotierung und angelegter Gatespannung Inversions- oder Akkumulationsschichten ausbilden. Durch Variation der Gatespannung wird die Dicke dieser Schichten, oder anders ausgedrückt die Breite des Potentialtopfes senkrecht zur Grenzschicht Si-SiO₂, verändert. Die Ladungsträger in diesem Potentialtopf verhalten sich wie ein zweidimensionales freies Elektronengas. Diese Vorstellungen, die SCHRIEFFER /31/ als erster formulierte, konnten durch zahlreiche Untersuchungen dieses zweidimensionalen Elektronengases, besonders unter der Einwirkung von Magnetfeldern, bestätigt werden. Die im Vergleich mit dem dreidimensionalen Elektronengas gefundenen Anisotropien in der Leitfähigkeit und im Magnetowiderstand /32/, im Piezowiderstand /33,34/, im SHUBNIKOV-de HAAS-Effekt /35-37/, sowie in Zyklotron-Resonanz-Experimenten /38/ und Tunnelstrommessungen /39,40/ konnten mittels der Annahme von Subbands aufgrund des QSE in diesen Schichten (Potentialtöpfen) gedeutet werden. Auf diese

Quantum Size Effekte und alle Oszillationen, die in Abhängigkeit von einem Magnetfeld beobachtet werden können, wird hier nicht eingegangen.

Wegen der sehr kurzen Periodenlänge von einigen 0.1 nm, mit der ein QSE in Metallen auftreten sollte, und der extrem dünnen Schichten, in denen man ihn untersuchen sollte, gibt es erst seit kurzem einige Arbeiten zu diesem Thema: HOFFMANN und FISCHER /41/ meinen im Widerstand nur von solchen Pt-Schichten, die unter ganz bestimmten Bedingungen hergestellt wurden, periodische Schwankungen mit einer Periodenlänge von 0.6 und 0.18 nm sehen zu können.

Die Gruppe um JAKLEVIC /42-45/ mißt in Metall-Isolator-Metall-Sandwichschichten Tunnelströme. Sie konnte an relativ dicken Metallschichten zwischen 10 und 100 nm die Existenz stehender Elektronenwellen für Al, Au, Ag, Pb und Mg nachweisen.

Als jüngstes Beispiel, in dem schwach angedeutet ein QSE gefunden werden konnte, kann man die Messungen der spezifischen Wärmekapazität an kleinsten Pt-Teilchen, die in SiO_2 eingebettet waren, von STEWART /46/ akzeptieren.

Mit den herkömmlichen Meßmethoden scheint ein QSE in Metallschichten besonders schwer zu beobachten zu sein. In eine etwas günstigere Ausgangsposition gelangt man anscheinend, wenn man die Feldemission als Sonde für den QSE verwendet. Über erste Erfahrungen mit dieser Methode und gemessene QSE-Schwankungen im Feldemissionsstrom in Abhängigkeit von der Schichtdicke wurde bereits von STARK und ZWICKNAGL /47/ berichtet. In dieser Arbeit werden weitere Ergebnisse, die mit dieser Methode gewonnen wurden, zusammengefaßt, über die Informationen, die man aus den FEI(d)-Kennlinien ziehen kann, diskutiert und diese Resultate mit Ergebnissen aus "normalen" Widerstandsmessungen, die an einem Teil der Proben durchgeführt wurden, verglichen.

1.3. BEMERKUNGEN ZU DEN THEORETISCHEN ANSÄTZEN

Im Vergleich zu normalen Bandstrukturrechnungen erfordert die Bandstrukturbestimmung in dünnen Schichten erheblich mehr Aufwand. Zum einen ergeben sich Schwierigkeiten, die Oberfläche miteinzubeziehen, da an der Oberfläche spontane Symmetriebrechung auftritt und eine Wahl für den Potentialverlauf an der Grenzfläche getroffen werden muß; zum andern müßten die Rechnungen anstatt einmal wie für den Festkörper für viele diskrete Schichtdicken durchgeführt werden, wenn man die Schichtdickenabhängigkeit explizit untersuchen will.

Um die Dickenabhängigkeit von Schichteigenschaften bei Halbleitern zu beschreiben, die gegenüber den Metallen eine niedrige Ladungsträgerkonzentration besitzen und deren de Broglie-Wellenlänge im Vergleich zu Metallen groß ist, wird nach SANDOMIRSKII /48/ von vielen Autoren ein rechteckiger Potentialtopf mit (un)endlich hohen Wänden benutzt.

Für Metalle schichten gibt es mittlerweile Bandstrukturberechnungen mit Hilfe der auch sonst gebräuchlichen Verfahren. CARUTHER, DEMPSEY, KLEINMANN und SOHN /49-52/ publizierten solche Bandstrukturen für verschieden orientierte Einkristallschichten aus Cu und Fe, die mittels des Tight-Binding-, OPW- und LCAO-Verfahrens bestimmt wurden. ALLDREDGE und KLEINMANN /53/ berichteten über selbstkonsistente Rechnungen an 13 Atomlagen dicken Li-Schichten. Bisher liegen nur Ergebnisse für monoatomare Schichten oder für eine oder zwei Schichten derselben Substanz mit einer festen Anzahl von Monolagen vor. Über eine systematische Dickenabhängigkeit der Energiestruktur, der Gesamtheit von Bändern und Subbands, in einer kristallinen Schicht kann man z.Z. nichts aussagen.

In der Regel sind dünne aufgedampfte Schichten eher amorphe oder polykristalline Objekte mit vielen Baufehlern und Verunreinigungen. Verfahren zu Bandstrukturrechnungen, mit denen man diese Situation am ehesten beschreiben könnte, entwickelten KOHN /54/, KAR und SOVEN /55/ und KNOTZ/10/

Diese Verfahren beruhen auf einer Methode, die von KORRINGA /56/ und KOHN und ROSTOCKER /57/ entwickelt wurde. Sie entsprechen i.w. einer Verallgemeinerung der Methode der Greenfunktionen, um damit auch die durch die Schichtoberflächen auftretenden Probleme behandeln zu können. KNOTZ /10/ fordert z.B. nur noch zweidimensionale Periodizität für jede einzelne Atomlage. Die verschiedenen Monolagen dürfen jedoch unterschiedlich zusammengesetzt und strukturiert sein. Dieser Formalismus eignet sich, die Energiestruktur auch einer inhomogenen Schicht zu bestimmen, und Anregungsphänomene zu beschreiben. Wegen der wenigen vorliegenden numerischen Auswertungen können auch diese Rechnungen noch nicht mit experimentellen Daten, die von gebräuchlichen Schichtmaterialien vorliegen, verglichen werden.

Um tatsächlich einen funktionalen Zusammenhang zwischen Bandstruktur bzw. Zustandsdichte und Schichtdicke zu erhalten, wurden von COTTEY /58-61/ sowie von SCHULTE und BROSS /62/, aufbauend auf den Verfahren von SHOCKLEY /2/ und JAMES /63/, die Eigenschaften eines Elektronengases in einfachen Modellschichten studiert.

COTTEY betrachtet eindimensionale Systeme mit Potentialen wie im KRONIG-PENNEY-, im Tight-Binding- oder im quasifreien Elektronengas-Modell. Er findet, daß sich die Eigenwerte ähnlich wie im Fall des unendlich hohen Potentialtopfes verhalten. Sie sind diskret und ändern sich umgekehrt proportional zum Quadrat der Schichtdicke.

SCHULTE und BROSS näherten das Potential in einer dünnen Schicht durch drei eindimensionale Stufenpotentiale an. Sie zeigten u.a., daß im Rahmen derartiger Modelle die Fermienergie in einer Schicht nur für den Spezialfall vollbesetzter Bänder widerspruchsfrei zum Ausgangspotential bestimmt werden kann. Die Fermienergie kann in diesem Fall bis zu zwölf Prozent der Bandbreite des letzten vollbesetzten Bandes niedriger sein als im ausgedehnten Festkörper.

Für Metallschichten, also für den Fall nur teilweise be-

setzter Bänder, folgerte man, daß nur über eine selbst-konsistente Betrachtungsweise eine Lösung möglich werde. Verzichtet man auf die Selbstkonsistenzforderung, so unterscheidet sich die Fermienergie $E_F(d)$ in der Schicht von der im unendlich ausgedehnten Kristall im Modell freier Elektronen dadurch, daß $E_F(d)$ umgekehrt proportional zur Schichtdicke d absinkt /64/. Diese Verschiebung von $E_F(d)$ darf nach STRATTON /65/ nicht auftreten. Man müßte nämlich zur Erklärung dieses Phänomens die unphysikalische Annahme machen, in der Metallschicht existierten zusätzliche freie Ladungen.

Daraufhin führte SCHULTE /66,67/, wegen des großen Aufwandes unter Verzicht auf die Schichtperiodizität, selbstkonsistente Rechnungen für das Jellium-Modell durch. Er diskutiert systematisch die Abhängigkeit der Elektronendichte, der Potentiale und der Fermienergie bzw. Austrittsarbeit von der Schichtdicke.

In den folgenden Abschnitten werden einige Eigenschaften einer dünnen Metallschicht als Funktion der Dicke besprochen. Die Schicht wird durch einen abgerundeten Potentialtopf charakterisiert, dessen Dimensionen so gewählt werden, daß mit dieser Näherung alle uns interessierenden Eigenschaften gut den selbstkonsistenten Ergebnissen angepaßt werden. Parallel dazu werden jeweils im Rahmen eines Zweibandmodells, in dem die Probe durch einen rechteckigen Potentialtopf ersetzt wird, die Verhältnisse in einer Halbleiterschicht diskutiert.

2. DIE MODELLSCHICHTEN UND IHRE EIGENSCHAFTEN IN ABHÄNGIGKEIT VON DER SCHICHTDICKE

2.1. DAS EFFEKTIVE POTENTIAL DER METALL-MODELLSCHICHT

Die zu untersuchende Metallschicht soll durch ein Jellium-Modell beschrieben werden. Sie sei in der x-y-Ebene unendlich ausgedehnt, die z-Achse zeige in Richtung senkrecht zur Oberfläche. Die positiven Atomrümpfe werden durch eine gleichmäßig verschmierte positive Teilchendichte $n_+(z)$ ersetzt:

$$(2.1) \quad n_+(z) = \begin{cases} n_0 & \text{für } |z| \leq \frac{d}{2} \\ 0 & \text{für } |z| > \frac{d}{2} \end{cases}.$$

Die x-y-Ebenen bei $z = \pm \frac{d}{2}$ sollen die Schichtoberflächen bilden. Mit diesem Uniform Background Model implizierte Näherungen werden von LANG /68/ ausführlich besprochen. Untersucht man wie SCHULTE /66/ auf selbstkonsistente Weise die Reaktion eines freien Elektronengases auf die angenommene positive Ladungsverteilung $n_+(z)$ mit dem Dichtefunktional-Formalismus /69,70/, so findet man eine Elektronendichteverteilung $n(z)$, wie sie in Abb. 3a für die spezielle Schichtdicke $d = 1$ nm eingezeichnet ist. Oder anders ausgedrückt: Im Grundzustand sehen die N freien Elektronen mit Energien kleiner oder gleich E_F ein effektives Potential $V_{\text{eff}}(z;d)$. Das effektive Potential setzt sich aus einem elektrostatischen Potential $\varphi(z;d)$ und einem Austausch- und Korrelationspotential $V_{\text{xc}}(z;d)$ zusammen. Der Parameter d weist darauf hin, daß diese Größen für jedes d neu ermittelt werden müssen.

$$(2.2) \quad V_{\text{eff}}(z;d) = \varphi(z;d) + V_{\text{xc}}(z;d).$$

Unter der Voraussetzung $\lim_{|z| \rightarrow \infty} \varphi(z;d) = 0$ wird $\varphi(z;d)$:

$$(2.3) \quad \varphi(z;d) = -\frac{1}{\epsilon_0} \int_{-\infty}^z (z-z') [n(z') - n_+(z')] dz'.$$

Zur Berechnung von $V_{\text{xc}}(z;d)$ verwendete SCHULTE die lokale Dichtenäherung:

$$(2.4) \quad V_{\text{xc}}(z;d) = \frac{d}{dn} \left(\epsilon_{\text{xc}}(n) \cdot n \right) \Big|_{n=n(z)}.$$

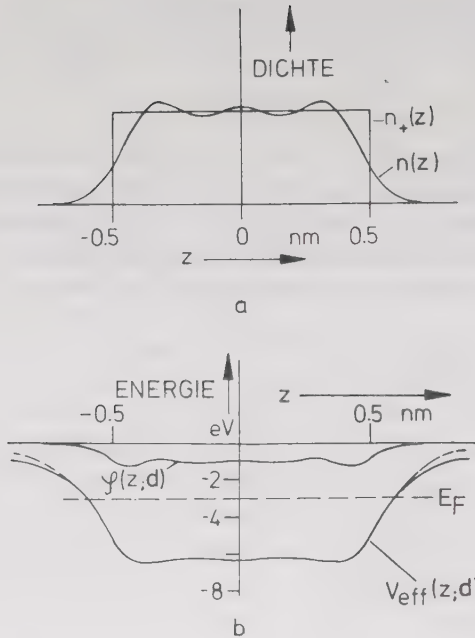


Abb. 3a: Dichteverteilungen $n_+(z)$ und $n(z)$ in der Metall-Modellschicht für $d = 1 \text{ nm}$ und eine mittlere Elektronendichte $\langle n(d \rightarrow \infty) \rangle = 2.5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$

3b: Potentialverlauf und Fermienergie für das Beispiel in Abb.3a. Die gestrichelte Kurve zeigt den Verlauf des effektiven Potentials ohne Bildkraftkorrektur (nach SCHULTE /66/).

ϵ_{xc} bedeutet die mittlere Austausch- und Korrelationsenergie pro Teilchen in einem homogenen Elektronengas. Ein Gefühl für die Bedeutung und die Größenordnung von $\phi(z;d)$ und $V_{\text{eff}}(z;d)$ soll in der Abbildung 3b wieder anhand des speziellen Beispiels $d = 1 \text{ nm}$ vermittelt werden.

Wir ersetzen für unsere Metall-Modellschicht den Potentialtopf, der durch das selbstkonsistent bestimmte effektive Potential $V_{\text{eff}}(z;d)$ vorgegeben ist, durch einen endlich hohen, abgerundeten Potentialtopf in z-Richtung. Parallel zur Oberfläche fordern wir periodische Randbedingungen für die Wellenfunktion mit der Periode L ; L sei sehr viel größer als die Schichtdicke d :

$$(2.5) \quad \psi(x,y,z) = \psi(x+L,y,z) = \psi(x,y+L,z).$$

Der abgerundete Potentialtopf in z-Richtung bekommt folgende Gestalt: Innerhalb der Schicht wählen wir einen konstanten Wert $V_{\text{eff}}(0;d)$:

$$(2.6) \quad V(x,y,z) = V(z) = V_{\text{eff}}(0;d); \text{ für } \left| \frac{d_+}{2} \right| \leq z.$$

d_+ entspricht etwa dem Abstand der Orte $|z_+ - z_-|$ innerhalb der Schicht. Die Orte z_+ und z_- sind dadurch bestimmt, daß für sie, von den Oberflächen kommend, das effektive Potential zum ersten Mal den Wert $V_{\text{eff}}(0;d)$ erreicht (siehe Abb.5):

$$(2.7) \quad V(z_+;d) = V(z_-;d) = V_{\text{eff}}(0;d).$$

$V_{\text{eff}}(0;d)$ bezeichnet den Wert des effektiven Potentials in der Mitte der Schicht, d.h. $z=0$, für die jeweilige Schichtdicke d . Wie sich $V_{\text{eff}}(z;d)$ mit d ändert, ist in Abbildung 4 dargestellt. Für einige charakteristische Schichtdicken, bei denen $V_{\text{eff}}(0;d)$ jeweils einen maximalen oder minimalen Wert annimmt, z.B. $d = 1.05, 1.2$ und 1.35 nm, sind Schnitte durch eine Hälfte des effektiven Potentials gelegt worden. Die Konturen der dunkel gefärbten Schnitte zeichnen den Verlauf von $V_{\text{eff}}(z;d)$ zwischen Oberfläche und Schichtmitte als Funktion von $\xi = d/2 - |z|$, dem Abstand von der Oberfläche, nach. Die hell erscheinende Kurve, die entlang der Schichtmitte die einzelnen Schnitte miteinander verbindet, gibt an, wie sich $V_{\text{eff}}(0;d)$ mit der Schichtdicke ändert. Bei kleinen Dicken variieren die Werte von $V_{\text{eff}}(0;d)$ um ca. zwanzig Prozent um den Wert $V_{\text{eff}}(0;d \rightarrow \infty)$ des Festkörpers mit derselben mittleren Elektronendichte $\langle n(d \rightarrow \infty) \rangle = 2.5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$. Die Schwankungen von $V_{\text{eff}}(0;d)$

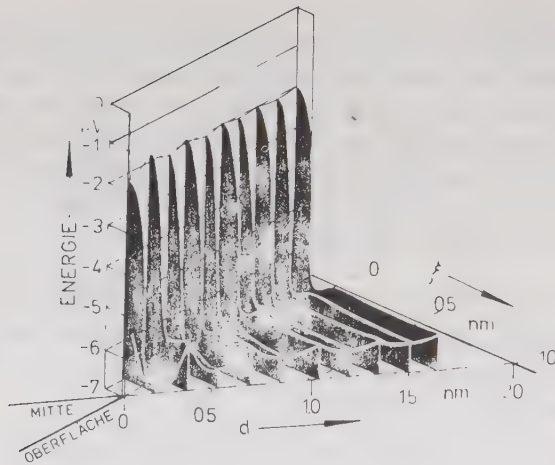


Abb. 4: Schnitte durch eine Hälfte des effektiven Potentials $V_{\text{eff}}(z;d)$ für einige Schichtdicken d , bei denen $V_{\text{eff}}(0;d)$ jeweils einen maximalen oder minimalen Wert annimmt. Die Konturen der dunkel gefärbten Schnitte zeichnen den Verlauf von $V_{\text{eff}}(z;d)$ als Funktion von $\xi = d/2 - |z|$, dem Abstand von der geometrischen Oberfläche nach. Die hell erscheinende Kurve, die entlang der Schichtmitte die Schnitte miteinander verbindet, entspricht dem dickenabhängigen Verhalten von $V_{\text{eff}}(0;d)$.

sind periodisch, ihre Amplitude nimmt mit wachsender Dicke ab.

Im Außenraum wurde ein Potential gewählt, das symmetrisch bezüglich der Spiegelung an der Mittelebene $z=0$ ist (vgl. im folgenden z.B. KNOTZ /10/):

$$(2.8) \quad V(x,y,z) = V(x,y,-z).$$

Das Austausch- und Korrelationspotential $V_{\text{xc}}(z;d)$ geht in großer Entfernung von den Oberflächen in das klassische Bildkraftpotential über /71,72/. Im asymptotischen Bereich wurde deshalb

$$(2.9) \quad V(x,y,z) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{4(z-z_s)}; \quad z \geq z_a > 0;$$

(z_a vgl. Abb.5)

gewählt. z_s bezeichne die Lage der Singularität des Bildkraftpotentials. Sie wurde von LANG und KOHN /73/ für verschiedene Elektronenkonzentrationen relativ zur obersten Gitterebene berechnet. In der Nähe der Oberfläche fällt die Elektronendichte $n(z)$ außerhalb der Schicht rasch ab (vgl. Abb.3a). Um dieses Verhalten zu beschreiben, wurde ein exponentiell abfallendes Potential angenommen, das nur von

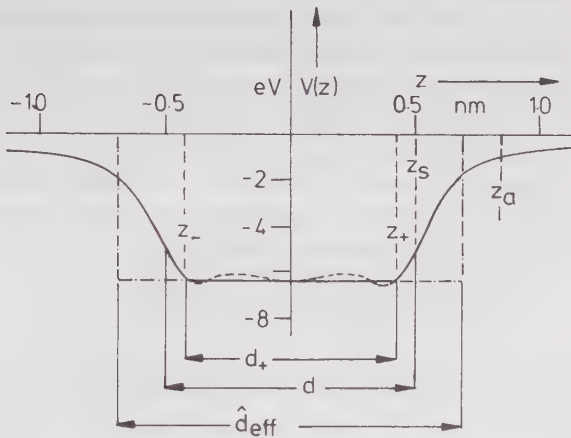


Abb. 5: Vergleich zwischen $V(x,y,z)$ und dem selbstkonsistent bestimmten Potential $V_{eff}(z;d)$. Die durchgezogene Kurve entspricht $V(x,y,z)$. Der von $V(x,y,z)$ abweichende Verlauf von $V_{eff}(z;d)$ ist strichliniert eingezeichnet. Das strichpunktiert eingetragene Kastenpotential der Dicke $\hat{d}_{eff}$ liefert bereits gute Näherungslösungen für $E_F(d)$ (vgl. Kap.2.2.).

der Variablen z abhängt:

$$(2.10) \quad V(x,y,z) = V(z) = V_{\text{eff}}(0;d) \cdot \exp(-\lambda_a(z - z_+));$$

$$z > z_+ > 0.$$

Die Vernachlässigung der (x,y) -Abhängigkeit entspricht der Näherung fast freier Elektronen im dreidimensionalen Kristall. Das Potential ist für $z > z_+$ nur von z abhängig. Es steigt zunächst an der Oberfläche exponentiell an und geht stetig in das Bildkraftpotential an der Stelle z_a über. Ein Schnitt senkrecht zur Oberfläche ergibt den Potentialverlauf der ausgezogenen Linie in Abbildung 5. Durch Vergleich mit dem selbstkonsistent bestimmten Wert $V_{\text{eff}}(0;d)$ für die Dicke d kann man auch den Parameter z_a festlegen. Die Forderung, daß das exponentiell ansteigende Potential bei z_a stetig in das Bildkraftpotential übergehen soll, legt dann auch die Größe λ_a , die Abklinglänge des exponentiellen Potentials an der Oberfläche, fest. Die gestrichelte gezeichnete Linie in Abb.5 markiert den von $V(z)$ abweichenden Verlauf von $V_{\text{eff}}(z;d)$. In unserer Näherung werden demnach nur kleine Schwankungen des Potentials $V_{\text{eff}}(z;d)$ innerhalb der Schicht vernachlässigt.

2.2. EIGENWERTE, ZUSTANDSDICHTE UND FERMIENERGIE DER METALL-MODELLSCHICHT

Die Lösung der Einteilchen-Schrödingergleichung mit dem effektiven Potential der Metall-Modellschicht

$$(2.11) \quad \left[-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta + V(x,y,z) \right] \cdot \psi_1(x,y,z) = E_1 \cdot \psi_1(x,y,z);$$

mit den oben eingeführten Randbedingungen führt auf Eigenwerte der Form:

$$(2.12) \quad E_{k_x, k_y, 1}(d) = \frac{\hbar^2}{2m_0} \cdot \left(\frac{2\pi}{L} \right)^2 \cdot (n_x^2 + n_y^2) + \xi_1(d) + V_{\text{eff}}(0;d);$$

$$n_x, n_y = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots; \quad i = 1, 2, 3, \dots;$$

Die gebundenen Zustände mit Energien kleiner null sind bezüglich der Normalenrichtung stark lokalisiert. Die Komponente $\vec{k}_\perp = \vec{k}_z$ des Wellenvektors $\vec{k}$ ist keine gute Quantenzahl mehr. An ihre Stelle tritt die Quantenzahl i , um den Energiebeitrag $E_\perp = \epsilon_1(d)$ senkrecht zur Oberfläche anzugeben. Die Eigenwerte $E_{k_x, k_y, i}(d)$ und die dazugehörigen Eigenfunktionen beschreiben a priori keine Einteilchenzustände, da durch die spezielle Wahl von $V(x, y, z)$ Vielteilcheneffekte implizit mitberücksichtigt werden. Es werden demnach fiktive, nichtwechselwirkende Fermionen im äußeren Potential $V(x, y, z)$ behandelt, die jedoch die Dichte des wechselwirkenden Elektronensystems besitzen.

Die Zahl der besetzten Zustände $Z(E, d)$ als Funktion der Energie und der Schichtdicke erhält man auf folgende Weise: In Kapitel 1.1 wurde erwähnt, daß man sich für die dünne Schicht die Elektronenzustände auf Ebenen im Fermikörper angeordnet denken kann. Die Quantenzahl i führt zu einer energetischen Grobstruktur, die Quantenzahlen n_x, n_y zu einer Feinstruktur. Die Energiezustände verteilen sich auf Scheiben innerhalb der Fermikugel, die einen gegenseitigen Abstand $\Delta k_\perp$ in k_z -Richtung voneinander haben:

$$(2.13) \quad \Delta k_\perp = \sqrt{\frac{2m_0}{\hbar^2} \epsilon_{i+1}(d)} - \sqrt{\frac{2m_0}{\hbar^2} \epsilon_1(d)}.$$

Sei n die größte in z -Richtung auftretende Quantenzahl für $\epsilon_n(d) \leq E_F(d)$, des höchsten besetzten Energieniveaus. Dann sind bei 0 K nach dem Pauli-Prinzip bei Entartung der Spinzustände die untersten $N/2$ Niveaus je zweimal besetzt. Der Platzbedarf eines Fermions auf einer Scheibe beträgt $(2\pi/L)^2$. In der halben Fermikugel haben bei einer bestimmten Dicke d der Schicht N Ladungsträger Platz:

$$(2.14) \quad N = \left(\frac{2\pi}{L}\right)^{-2} \cdot 2 \cdot \sum_{i=1}^{i=n} \pi \frac{2m_0}{\hbar^2} \cdot (E_F(d) - \epsilon_1(d)) ;$$

Hält man die Schichtdicke konstant, so bleibt die Zustandsdichte

$$(2.15) \quad D(E, d=\text{konst}) = \frac{1}{V} \cdot \left. \frac{\partial N}{\partial E} \right|_{d=\text{konst}}; \quad V = L^2 d;$$

als Funktion der Energie jeweils im Energieintervall ΔE

$$(2.16) \quad \Delta E = \varepsilon_{i+1}(d) - \varepsilon_i(d);$$

auf einem konstanten Wert. Erreicht E den Wert $\varepsilon_{i+1}(d)$, dann ändert sich die Zustandsdichte $D(E, d = \text{konst})$ sprunghaft um einen festen Betrag. Dieser Betrag ist identisch mit der Größe der Zustandsdichte $D_i(E, d = \text{konst})$ innerhalb eines einzigen Subbands, wenn man in ihm die Dispersionsrelation für das freie Elektronengas Gl.(1.1) annimmt:

$$(2.17) \quad D_i(E, d = \text{konst}) = \frac{1}{V} \cdot \frac{\partial N_i(E, d = \text{konst})}{\partial E} = \frac{m_0}{\pi \hbar^2} \cdot \frac{1}{d}.$$

$N_i(E, d = \text{konst})$ gibt die Zahl der Zustände im i -ten Subband bis zur Energie $E = (\hbar^2/2m_0) \tilde{k}^2$ an:

$$(2.18) \quad N_i(E, d = \text{konst}) = \left(\frac{2\pi}{L}\right)^{-2} \cdot 2\pi \left(\frac{\hbar^2}{2m_0} \tilde{k}^2 - \varepsilon_i(d = \text{konst})\right)$$

Die Zustandsdichte im gesamten Band $D(E, d = \text{konst})$ bei der Energie E ergibt sich, indem man jeweils die Zustandsdichten der i Subbands aufsummiert, für die gilt:

$$(2.19) \quad \varepsilon_i(d = \text{konst}) \leq E < \varepsilon_{i+1}(d = \text{konst});$$

$$(2.20) \quad D(E, d = \text{konst}) = 1 \cdot \frac{m_0}{\pi \hbar^2} \cdot \frac{1}{d}.$$

Betrachten wir $D(E = \text{konst}, d)$ als Funktion von d für eine konstante Energie E , so fällt $D(E = \text{konst}, d)$ umgekehrt proportional zur Schichtdicke solange ab, bis bei einer bestimmten Dicke d_{i+1} mindestens ein Zustand im nächsthöheren Subband $i+1$ zusätzlich mitbesetzt werden muß, um alle in der Schicht vorhandenen Ladungsträger auf Zuständen innerhalb der Fermikugel unterzubringen. Bei diesen Dicken erhöht sich die Zustandsdichte im gesamten Band sprunghaft um den Wert

$$(2.21) \quad \frac{1}{V} \frac{\partial N_i(E = \text{konst}, d)}{\partial E} \bigg|_{d=d_{i+1}} = \frac{m_0}{\pi \hbar^2} \frac{1}{d_{i+1}}.$$

und sinkt dann wieder proportional zu $1/d$ ab. Auch jetzt

kann man für die Zustandsdichte im ganzen Band eine zu Gl.(2.20) analoge Formel angeben:

$$(2.22) \quad D(E=\text{konst}, d) = 1 \cdot \frac{m_0}{\pi \hbar^2} \frac{1}{d}.$$

Gleichung (2.22) gilt für alle Schichtdicken, die der Bedingung (2.23) gehorchen:

$$(2.23) \quad d_1 \leq d \leq d_{1+1}.$$

Wir nehmen nun an, jedes Schichtatom gebe einen bestimmten Beitrag $\alpha(d)$ an freien Elektronen ins Band ab, und eine Schicht der Dicke $d_m(d)$ und der Fläche L^2 bestehe aus $N_m(d)$ Atomen. (Die Schichtdickenabhängigkeit von $\alpha(d)$, $d_m(d)$ und $N_m(d)$ soll lediglich darauf hinweisen, daß sich mit der Änderung von d die Struktur der Probe ändern kann. Im folgenden werden diese Größen konstant gehalten). In einer Probe der Dicke d befinden sich dann:

$$(2.24) \quad N = \alpha \frac{N_m}{d_m} \cdot d$$

Ladungsträger. Vergleichen wir nun Gl.(2.14) mit Gl.(2.24), so bekommen wir für die Fermienergie $E_F(d)$ folgende Beziehungen:

$$(2.25) \quad E_F(d) = \frac{1}{n} \cdot \frac{\hbar^2 \pi \alpha N_m}{L^2 d_m} \cdot d + \sum_{i=1}^{i=n} \mathcal{E}_i(d)$$

beziehungsweise

$$(2.25a) \quad E_F(d) = \frac{1}{n} \cdot \frac{\hbar^2}{6\pi m_0} \cdot k_F^3(d \rightarrow \infty) d + \sum_{i=1}^{i=n} \mathcal{E}_i(d);$$

Im zweiten Ausdruck (2.25a) wurde die mittlere Ladungsträgerkonzentration $\langle n(d \rightarrow \infty) \rangle = \alpha N_m (L^2 d_m)^{-1}$ durch den Wellenvektor $k_F(d \rightarrow \infty)$ ersetzt, da beide Größen über folgende Relation (im freien Elektronengas) miteinander verknüpft sind (vgl. z.B. KITTEL /74/):

$$(2.26) \quad \langle n(d \rightarrow \infty) \rangle = \frac{1}{3\pi^2} k_F^3(d \rightarrow \infty).$$

Ersetzt man in Gl.(25a) die Eigenwerte $\mathcal{E}_i(d)$ durch jene,

die man im Falle eines unendlich hohen Potentialtopfes erhält, dessen effektive Schichtdicke $\hat{d}_{\text{eff}}$ (vgl. Abb. 5) zu

$$(2.27) \quad \hat{d}_{\text{eff}} = d + \frac{3\pi}{4} \frac{1}{k_F(d \rightarrow \infty)}$$

angenommen wird, nämlich durch die Eigenwerte $\tilde{\epsilon}_1(\hat{d}_{\text{eff}})$:

$$(2.28) \quad \tilde{\epsilon}_1(\hat{d}_{\text{eff}}) = \frac{\hbar^2}{2m_0} \cdot \left(\frac{\pi_1}{\hat{d}_{\text{eff}}} \right)^2 + V(0; d),$$

so wird der Ausdruck für die Fermienergie identisch mit einer Näherungslösung für $E_F(d)$, die nach SCHULTE /75/ die selbstkonsistenten Werte für $E_F(d)$ zufriedenstellend wiedergibt:

$$(2.29) \quad \tilde{E}_F(d) = \frac{1}{n} \frac{\hbar^2}{6\pi m_0} \cdot k_F^3(d \rightarrow \infty) d + \frac{\hbar^2}{2m_0} \sum_{i=1}^{i=n} \left(\frac{\pi_i}{\hat{d}_{\text{eff}}} \right)^2 + V(0; d).$$

Da auf einer Scheibe nur für jeweils:

$$(2.30) \quad N_1(d) = \left(\frac{2\pi}{L} \right)^{-2} \frac{4m_0 \pi}{\hbar^2} \cdot (E_F(d) - \epsilon_1(d))$$

Platz ist, wird bei bestimmten Schichtdicken d_{i+1} notwendigerweise eine (i+1)-te Scheibe zusätzlich besetzt. Dies tritt genau dann ein, wenn

$$(2.31) \quad E_F(d) = \epsilon_{n+1}(d)$$

wird. Diese Gleichung liefert zusammen mit der Beziehung (2.25a) eine Bedingung für die Sprungstellen d_{n+1} :

$$(2.32) \quad d_{n+1} = n \cdot \frac{6\pi m_0}{\hbar^2 k_F^3(d \rightarrow \infty)} \cdot \epsilon_{n+1}(d_{n+1}) - \sum_{i=1}^{i=n} \epsilon_i(d_{n+1}).$$

Die Periodenlänge $\lambda(d_n)$ entspricht der Differenz zwischen zwei Sprungstellen:

$$(2.33) \quad \lambda(d_n) = d_{n+1} - d_n.$$

Sie ist schwach schichtdickenabhängig. Ersetzt man $\epsilon_1(d)$ wieder durch $\tilde{\epsilon}_1(\hat{d}_{\text{eff}})$, so ergibt sich näherungsweise eine konstante Periodenlänge λ :

$$(2.34) \quad \lambda \simeq \frac{\pi}{k_F(d \rightarrow \infty)} = \frac{1}{2} \lambda_F(d \rightarrow \infty).$$

λ entspricht also der halben de Broglie-Wellenlänge an der Fermikante.

Die Austrittsarbeit $\bar{\Phi}(d)$ ergibt sich für diese Modellschicht einfach als:

$$(2.35) \quad \bar{\Phi}(d) = E_F(d) - V_{\text{eff}}(0;d) .$$

2.3. NUMERISCHE ERGEBNISSE

Die Eigenwerte, die Fermienergie und die Zustandsdichte werden an einer Modellschicht studiert, die die in Tabelle 1 aufgelisteten Eigenschaften haben soll. Die angegebenen Daten entsprechen in etwa der Situation für eine Na-Schicht, wenn man dieses Metall als freies Elektronengas behandelt. Sie wurden deshalb gewählt, um sie mit den uns zugänglichen selbstkonsistenten Ergebnissen vergleichen zu können.

positive Teilchendichte	n_+	$2.5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$
positive Ladungsdichte	en_+	$4 \cdot 10^3 \text{ Cbcm}^{-3}$
mittlere Elektronendichte	$\langle n(d \rightarrow \infty) \rangle$	$2.5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$
mittleres effektives		
Potential	$V_{\text{eff}}(d \rightarrow \infty)$	6.22 eV
Fermienergie	$E_F(d \rightarrow \infty)$	3.11 eV
Abstand der Bildkraft-		
singularität nach /76/	$ d - d_+ $	0.14 nm
effektives Potential in		
der Schichtmitte nach /66/	$V_{\text{eff}}(0;d)$	—

Tab.1: Daten zur Charakterisierung der Metall-Modellschicht

In der Abbildung 6 sieht man den Verlauf der zehn niedrigsten Eigenwerte

$$E_{k_x=k_y=0,1}(d) = \varepsilon_1(d)$$

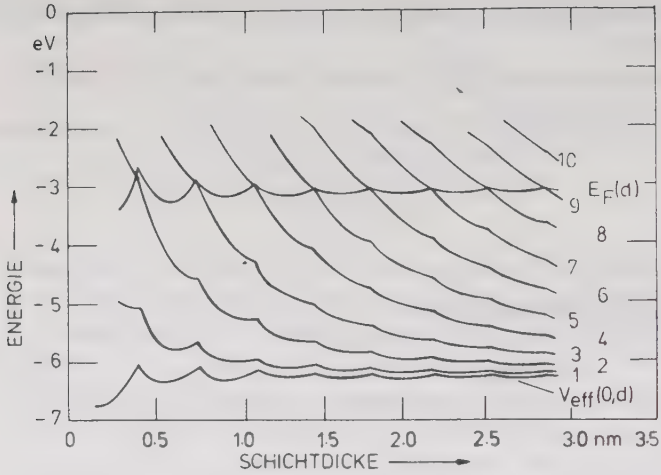


Abb. 6: Eigenwerte $\varepsilon_i(d)$, $i = 1, \dots, 10$, effektives Potential $V_{\text{eff}}(0;d)$ und Fermienergie $E_F(d)$ der Metall-Modellschicht als Funktion der Schichtdicke

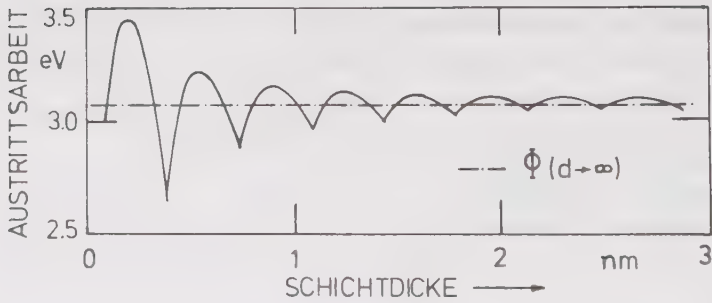


Abb. 7: Austrittsarbeit $\Phi(d)$ als Funktion der Schichtdicke

als Funktion der Schichtdicke aufgezeichnet. Die Kennlinien der Eigenwerte fallen für festen Quasiimpuls $\vec{k}_{||} = \text{konst}$ i.w. umgekehrt proportional zu d^2 ab. In Abständen von ungefähr 0.3 nm, die etwa der halben Fermiwellenlänge entsprechen, treten "spitze Schultern" (bei SCHULTE /66/) auf, die zu Unstetigkeiten in den Ableitungen von $\xi_1(d)$ führen. Bei diesen Dicken d_{n+1} sollte jeweils ein Eigenwert $\xi_{n+1}(d_{n+1})$ mit $E_F(d_{n+1})$ zusammenfallen. Bei den Schichtdicken $d = 0.45, 0.75$ und 1.15 nm, die den Sprungstellen entsprechen, ist dies in unserer Näherung noch nicht der Fall. Die Ursache für das Auftreten dieser Schultern liegt in dem oszillierenden Verhalten von $V_{\text{eff}}(0;d)$. $V_{\text{eff}}(0;d)$ ist als unterste Kennlinie ebenfalls in Abb.6 abgebildet. Auch die Fermienergie zeigt diese typischen Schwankungen um den Festkörperwert $E_F(d \rightarrow \infty) = 3.11$ eV. Für kleine d variiert $V_{\text{eff}}(0;d)$ um ca. zwanzig Prozent um $V_{\text{eff}}(d \rightarrow \infty) = 6.22$ eV. Relativ zur unteren Bandkante, d.h. zu $V_{\text{eff}}(0;d)$, oszilliert $E_F(d)$ nur wenig, nämlich nur mit einer Amplitude, die ungefähr einem Drittel der Amplitude von $V_{\text{eff}}(0;d)$ nahekommt. Studiert man jedoch das Verhalten der Austrittsarbeit $\Phi(d)$, die in Abbildung 7 gezeigt wird, so wird deutlich, daß die periodischen Schwankungen von $\Phi(d)$ um fast zwanzig Prozent bei kleinen Schichtdicken vor allem durch die Oszillationen der unteren Bandkante verursacht werden.

Alle bisher diskutierten Ergebnisse sind noch einmal in der Abbildung 8 zusammengestellt. Darüber hinaus soll in ihr vermittelt werden, wie die ausgeprägten Strukturen der Kennlinien von $E_F(d)$, $\xi_1(d)$ und $V_{\text{eff}}(0;d)$ die Zustandsdichte $D(E,d)$ beeinflussen. $D(E,d)$ ist in willkürlichen Einheiten aufgetragen.

In der E-d-Ebene findet man gestrichelt --- einige $\xi_1(d)$ -Kennlinien und strichpunktiert --- $E_F(d)$ eingezeichnet. In den beiden $D(E,d)$ -Ebenen, die die d-Achse bei $d = 0$ und 1.5 nm schneiden, ist zum Vergleich mit der Zustandsdichte in der Schicht als strichpunktierte Kurve —•— die Zustandsdichte $D(E)$ des freien Elektronengases angegeben. Hält man

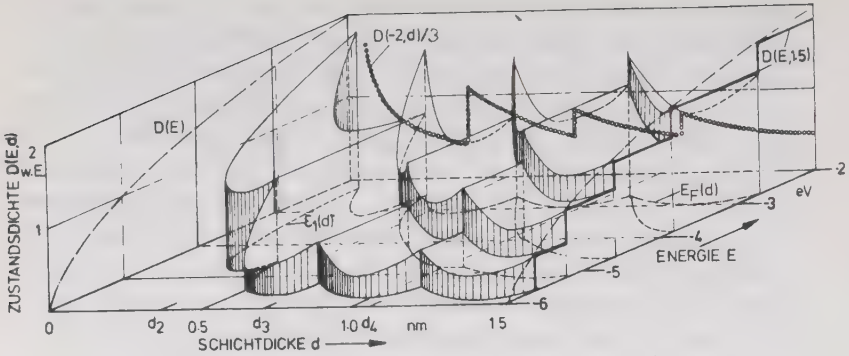


Abb. 8: Zustandsdichte $D(E, d)$ der Metall-Modellschicht als Funktion der Energie E und der Schichtdicke d im Vergleich mit der Zustandsdichte $D(E)$ des freien Elektronengases sowie zwei spezielle Situationen:

- a) $\bullet\bullet\bullet D(-2, d)/3$ bei konstanter Energie $E = -2$ eV als Funktion von der Schichtdicke d .
- b) $\text{—} D(E, 1.5)$ bei konstanter Schichtdicke $d = 1.5$ nm in Abhängigkeit von der Energie E

die Schichtdicke konstant, z.B. $d = 1.5$ nm, so ergibt sich in der d - E -Ebene bei $d = 1.5$ nm als Zustandsdichte $D(E, 1.5)$ die dick ausgezogene Treppenkurve. Für Energien $E < \epsilon_1(1.5)$ ist $D(E, 1.5) = 0$, bei $E = \epsilon_1(1.5)$ springt $D(E, 1.5)$ auf den Wert $D(E = \epsilon_1(1.5))$ des freien Elektronengases. $D(E, 1.5)$ bleibt im Gegensatz zu $D(E)$ konstant auf diesem Wert, bis die Energie $E = \epsilon_2(1.5)$ wird. Bei dieser Energie erhöht sich $D(E, 1.5)$ wieder sprunghaft um denselben Betrag wie bei $E = \epsilon_1(1.5)$ usw. Dies ist gerade der Sachverhalt, den Gl.(2.20) beinhaltet.

Betrachten wir nun $D(E,d)$ als Funktion der Schichtdicke bei konstanter Energie, z.B. $E = -2$ eV. Diese Situation schildert die mit $\bullet\bullet\bullet\bullet$ symbolisierte Kurve in der E-d-Ebene bei $E = -2$ eV im Hintergrund der Abbildung.

$D(-2,d)$ sinkt umgekehrt proportional zu d ab. An den Sprungstellen d_i , $i = 1, 2, \dots$, springt die Zustandsdichte jeweils um den Betrag $m_0(\pi\hbar^2 d_i)^{-1}$, fällt mit steigender Dicke bis zur nächsten Sprungstelle mit $1/d$ ab usw. Diese Eigenschaft von $D(E=\text{konst},d)$ beinhaltet Gl.(2.22). Die dreidimensionale Darstellung von $D(E,d)$ soll schließlich die Zahl der besetzten Zustände bei 0 K angeben, die man jeweils bei einer bestimmten Schichtdicke und Energie in der Schicht vorfindet. Da viele Eigenschaften der Metalle von den Zuständen in der Umgebung der Fermienergie abhängen, sollten aufgrund solch ausgeprägter Strukturen von $E_F(d)$ und $D(E,d)$ charakteristische Abweichungen von den normalen Festkörpereigenschaften in Metallschichten prinzipiell beobachtbar sein.

2.4. EINIGE ANMERKUNGEN ZU DEN MODELLRECHNUNGEN

Es folgen einige Anmerkungen darüber, welche Idealisierungen für die Metall-Modellschicht angenommen wurden, und was das Modell im Hinblick auf die experimentell untersuchten Metallschichten aussagen kann.

- a) Unsere Experimente werden an Übergangsmetallen durchgeführt. Die Theorie des inhomogenen Elektronengases kann jedoch nur für einfache Metalle den Einfluß der Oberfläche gut beschreiben. Für Übergangsmetalle ist diese Theorie weniger geeignet, da in diesen Metallen der Einfluß des periodischen Gitterpotentials nicht vernachlässigt werden kann /77,78/. Im Rahmen dieser Theorie bestimmte Werte für Austrittsarbeiten von Übergangsmetallen weichen bis zu dreißig Prozent von experimentell gefundenen Werten ab /79-82/.
- b) Das Modell simuliert eine freitragende Schicht. Wir untersuchen jedoch auf Isolatoren aufgedampfte Proben. In

erster Näherung sollten aber die Randbedingungen für die Wellenfunktionen an der Grenzschicht Metall-Isolator ähnlich denen an der Metall-Vakuum-Grenzfläche sein. Die Metallelektronen können sich i.a. nicht in das Trägermaterial ausbreiten.

- c) Die Modellschicht liefert einen Quantum Size Effekt für eine völlig homogene, glatte Schicht. Oberflächenrauigkeiten werden nicht berücksichtigt.
- d) Die Schichtdicke wird als kontinuierlicher Parameter eingeführt.
- e) Die Struktur der Schicht bleibt unberücksichtigt; andernfalls wären noch deutliche Verschiebungen der Eigenwerte $\varepsilon_1(d)$ zu erwarten /10/.

Trotz aller Idealisierungen scheint das vorliegende Modellpotential das schichtdickenabhängige Verhalten für einfache Metalle gut zu charakterisieren. Man darf annehmen, daß mit den Ergebnissen, die weiter mit Hilfe dieses Modells abgeleitet werden, wenigstens qualitativ der Einfluß der Schichtdicke auch in Übergangsmetallschichten interpretiert werden kann /67/.

2.5. EIN ZWEIBÄNDERMODELL ZUR ABSCHÄTZUNG DES QUANTUM SIZE EFFEKTS IN HALBMETALLEN

Wählt man als Energiebezugspunkt im Halbmetail die untere Kante des obersten besetzten Bandes und vergleicht die Fermiwellenlänge λ_F mit der in Metallen, so ist diese um das zehn bis hundertfache größer als in letzteren. Diese Tatsache und die, daß der Schichtdickenbereich zwischen 10 und 500 nm experimentell etwas leichter zugänglich ist als der darunterliegende, in dem man für Metalle einen Einfluß des QSE erwarten kann, brachte viele Autoren zu der Überzeugung, Quantum Size Effekte seien am ehesten an Halbmetailen zu beobachten, obwohl die Amplitude der QSE-Oszillationen sehr viel kleiner als in Metallschichten sein sollte.

Die Eigenschaften von Halbmietallschichten wurden bisher von vielen Arbeitsgruppen in einem einfachen Zweibändermodell diskutiert /25,26,29,30,83,84/. Dieses Modell schlug SANDOMIRSKII /48/ vor. Es wird hier kurz vorgestellt, um mit ihm für Halbmietalle den QSE abzuschätzen, obwohl es der komplizierten Energiestruktur dieser Substanzen sicher nicht gerecht wird.

Die möglichen Zustände für Ladungsträger in der Umgebung der Fermienergie werden durch zwei Energiebänder beschrieben, die sich je nach Dicke der Schicht mehr oder weniger überlappen. In der effektiven Massennäherung wird versucht, gewisse Details der Bandstruktur /85,86,87/ wie Many Valley Structure für Elektronen- und Lochzustände zu berücksichtigen.

In z-Richtung, senkrecht zur Oberfläche wird die Schicht durch einen (un)endlich hohen Potentialtopf ersetzt:

$$(2.36) \quad V(z) = \begin{cases} 0 & \text{für } -\frac{d}{2} \leq z \leq \frac{d}{2} ; \\ V_0 & \text{für } \left| \frac{d}{2} \right| > z . \\ (\infty) \end{cases}$$

In der Ebene parallel zur Oberfläche werden wie in Gl.(2.5) periodische Randbedingungen mit der Periode L gefordert. Gehen wir von einer auch in z-Richtung unendlich ausgedehnten Schicht aus, so liegen Verhältnisse wie im entsprechenden Festkörper vor (vgl. Abb.9a). Band 1 und Band 2 überlappen sich. Die schraffierten Energiebereiche sind für $T = 0 \text{ K}$ mit Elektronen besetzt, die mit Kreisen gefüllten sind Lochzuständen zugeordnet. Die Bandüberlappung $\Delta(\text{FK})$ läßt sich als Summe der beiden chemischen Potentiale $\mu_e(d \rightarrow \infty)$ und $\mu_h(d \rightarrow \infty)$ für Elektronen und Löcher angeben:

$$(2.37) \quad \Delta(\text{FK}) = \mu_e(d \rightarrow \infty) + \mu_h(d \rightarrow \infty) .$$

$\mu_e(d \rightarrow \infty)$ wird von der unteren Kante des Bandes 2, $\mu_h(d \rightarrow \infty)$ von der Oberkante des Bandes 1 ab gezählt. Gehen wir nun zu kleinen Schichtdicken über, so führt die Lösung der Schrödingergleichung für Elektronenniveaus:

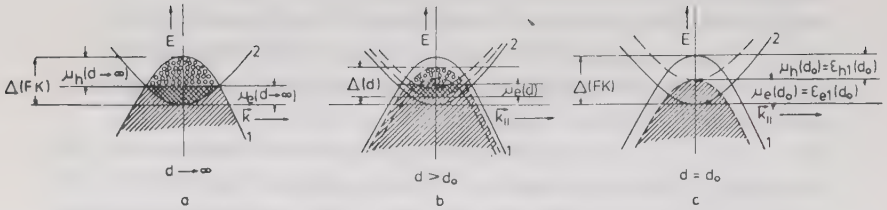


Abb. 9a: Schematische Darstellung der Bandstruktur des Zweiband-Modells im Energiebereich um $\mu_e(d \rightarrow \infty)$.
 9b: Schematische Darstellung der zweidimensionalen Bandstruktur der dünnen Schicht für $d > d_0$ mit effektiver Bandüberlappung $\Delta(d)$.
 9c: Zweidimensionale Bandstruktur der dünnen Schicht für $d = d_0$, dem Beginn der Bandüberlappung.
 Alle Darstellungen beziehen sich auf $T = 0$ K.

$$(2.38) \quad -\frac{\hbar^2}{2} \cdot \left[\frac{1}{m_{ex}^*} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{m_{ey}^*} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{1}{m_{ez}^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \cdot \psi_1 = E_1 \cdot \psi_1$$

auf Eigenwerte der Form:

$$(2.39) \quad E_{k_x, k_y, 1}^e = \frac{\hbar^2}{2m_{ex}^*} k_x^2 + \frac{\hbar^2}{2m_{ey}^*} k_y^2 + \epsilon_{e1}(d);$$

$$k_x, k_y = 0, \pm \frac{2\pi}{L}, \pm \frac{4\pi}{L}, \dots; \quad 1 = 1, 2, \dots;$$

Die m_{ej}^* sind die Komponenten des auf Hauptachsen transformierten Tensors der effektiven Masse m_e^* :

$$(2.40) \quad m_{ej}^* = \left(\frac{m_0}{m_e^*} \right)_{jj} = \frac{m_0}{\hbar^2} \cdot \frac{\partial^2 E(\vec{k})}{\partial k_j^2}; \quad j = x, y, z.$$

Im unendlich hohen Potentialtopf erhalten die Energieanteile senkrecht zur Oberfläche $\epsilon_{e1}(d)$ die einfache Form:

$$(2.41) \quad \varepsilon_{e1}(d) = \frac{\hbar^2}{2m_{ez}^*} \left(\frac{\pi}{d} \right)^2.$$

Analoge Formeln zu (2.38) bis (2.41) erhält man für die Eigenwerte der Lochzustände. Man braucht formal nur den Index "e" durch "h" ersetzen. Der Ausdruck für die Eigenwerte schreibt sich also:

$$(2.42) \quad E_{k_x, k_y, l}^h(d) = \frac{\hbar^2}{2m_{hx}^*} \vec{k}_x^2 + \frac{\hbar^2}{2m_{hy}^*} \vec{k}_y^2 + \varepsilon_{hl}(d);$$

$$l = 1, 2, 3, \dots;$$

Betrachten wir nun die Situation für $\vec{k}_{||} = 0$: Die untere Kante von Band 2 entspricht nun $\varepsilon_{e1}(d)$ und ist zu höheren Energien verschoben; die obere Kante von Band 1 wird nun mit $\varepsilon_{h1}(d)$ identisch und liegt bei niedrigeren Energien. Wir finden jetzt eine effektive Bandüberlappung, wie sie in Abbildung 9b dargestellt ist:

$$(2.43) \quad \Delta(d) = \Delta(\text{FK}) - \varepsilon_{e1}(d) - \varepsilon_{h1}(d) = \mu_e(d) + \mu_h(d).$$

Verringert man die Schichtdicke weiter, so verschwindet bei einer Dicke d_0 für $0 < K$ die effektive Bandüberlappung ganz (vgl. Abb. 9c). Für noch kleinere Schichtdicken verhält sich das Halbleiter für $T \geq 0$ K wie ein Eigenhalbleiter:

$$(2.44) \quad \Delta(d_0) = 0; \quad \varepsilon_{e1}(d_0) + \varepsilon_{h1}(d_0) = \Delta(\text{FK}).$$

Aufgrund der effektiven Massennäherung werden im Bild der Fermikugel die Kreisscheiben (siehe Abb. 1a) zu Ellipsen deformiert. Die $\vec{k}$ -Vektoren, die zu einer konstanten Energie $E_{k_x, k_y, l}$ gehören, bilden mit ihren "Spitzen" eine Ellipse mit den beiden Hauptachsen:

$$(2.45) \quad \begin{aligned} a &= \sqrt{\frac{2m_{ex}^*}{\hbar^2} E_{k_x, k_y, l} - \varepsilon_1(d)}; \\ b &= \sqrt{\frac{2m_{ey}^*}{\hbar^2} E_{k_x, k_y, l} - \varepsilon_1(d)}. \end{aligned}$$

Analog den Gleichungen (2.15) bis (2.22) erhalten wir für die Zustandsdichte im gesamten Band 2:

$$(2.46) \quad N_e(E, d) = r_e \frac{\sqrt{m_{ex}^* m_{ey}^*}}{\pi \hbar^2} \cdot \frac{1}{d} \quad \text{mit} \quad \varepsilon_{e1}(d) \leq E \leq \varepsilon_{e, i+1}(d)$$

Durch den Faktor r_e und später r_h wird die Many Valley Structure der betrachteten Substanz berücksichtigt.

Bei formaler Vertauschung von "e" und "h" bekommt man die Ausdrücke für die Lochzustände.

Für $T \rightarrow 0 \text{ K}$, im Falle vollständiger Entartung, sind alle N Niveaus im Band 2 unterhalb von $\mu_e(d)$ besetzt. Die Schicht soll elektrisch neutral sein. Daher müssen entsprechend viele Niveaus im Band 1 unterhalb von $\mu_h(d)$ für Lochzustände vorhanden sein. Die N Niveaus verteilen sich folgendermaßen auf die einzelnen Subbands in beiden Bändern:

$$(2.47a) \quad N = N_e = \frac{r_e L^2 \sqrt{m_{ex}^* m_{ey}^*}}{\pi \hbar^2} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} \left(\mu_e(d) - \varepsilon_{e1}(d) \right) ;$$

$$(2.47b) \quad N = N_h = \frac{r_h L^2 \sqrt{m_{hx}^* m_{hy}^*}}{\pi \hbar^2} \cdot \sum_{l=1}^{l=p} \left(\mu_h(d) - \varepsilon_{h1}(d) \right) .$$

Nehmen wir für $N = \propto n_m d \cdot d_m^{-1}$ (Gl. (2.24)) an, so erhalten wir in analoger Weise zu den Gleichungen (2.26), (2.31) und (2.32) diejenigen Schichtdicken d_{n+1} bzw. d_{p+1} , bei denen ein weiteres Subband in einem der beiden Bänder mitbesetzt wird:

$$(2.48a) \quad d_{n+1} = n \cdot \frac{3r_e \pi \sqrt{m_{ex}^* m_{ey}^*}}{k_{eF}(d \rightarrow \infty)} \left[\varepsilon_{e, n+1}(d_{n+1}) - \sum_{i=1}^{i=n} \varepsilon_{ei}(d_{n+1}) \right]$$

$$(2.48b) \quad d_{p+1} = p \cdot \frac{3r_h \pi \sqrt{m_{hx}^* m_{hy}^*}}{k_{hF}(d \rightarrow \infty)} \left[\varepsilon_{h, p+1}(d_{p+1}) - \sum_{l=1}^{l=p} \varepsilon_{hl}(d_{p+1}) \right] .$$

Zur Herleitung der Sprungbedingung wurde vorausgesetzt, daß $\mu_e(d_{n+1})$ bzw. $\mu_h(d_{p+1})$ bereits bekannt sind. Die schichtdickenabhängigen chemischen Potentiale $\mu_e(d)$ und $\mu_h(d)$ sind durch Gleichsetzen von Gl. (2.47a) und (2.47b) unter Berücksichtigung der effektiven Bandüberlappung $\Delta(d)$ (Gl. (2.43))

zu bestimmen:

$$(2.49) \quad \mu_e(d) = \frac{p\Delta(d) - \sum_{l=1}^{l=p} \xi_{hl}(d) + \frac{r_e}{r_h} \sqrt{\frac{m_{ex}^* m_{ey}^*}{m_{hx}^* m_{hy}^*}} \sum_{i=1}^{i=n} \xi_{ei}(d)}{(n+p) \frac{r_e}{r_h} \sqrt{\frac{m_{ex}^* m_{ey}^*}{m_{hx}^* m_{hy}^*}}}$$

Die diskreten Energieniveaus $\xi_{ei}(d)$ bzw. $\xi_{hl}(d)$ liegen im Vergleich mit denen in Metallschichten relativ eng beisammen. Eine endliche Temperatur $T > 0$ K wird in diesen Schichten bereits eine merkliche Umverteilung der besetzten Energieniveaus rund um das chemische Potential $\mu_e(d)$ verursachen /88/. Die N Ladungsträger werden sich nach Maßgabe der Fermi-Verteilungsfunktion $f(E, T)$:

$$(2.50) \quad f(E, T) = \frac{1}{\exp \left[\frac{E - \mu_{e,h}(d)}{k_B T} \right] + 1}$$

in der folgenden Weise auf die verschiedenen Subbands verteilen /30/:

$$(2.51a) \quad \frac{N_e}{V} = \frac{r_e \sqrt{m_{ex}^* m_{ey}^*}}{\pi \hbar^2 d} k_B T \sum_{i=1}^{i=\infty} \ln \left[1 + \exp \frac{\mu_e(d, T) - \xi_{ei}(d)}{k_B T} \right]$$

$$(2.51b) \quad \frac{N_h}{V} = \frac{r_h \sqrt{m_{hx}^* m_{hy}^*}}{\pi \hbar^2 d} k_B T \sum_{l=1}^{l=\infty} \ln \left[1 + \exp \frac{\mu_h(d, T) - \xi_{hl}(d)}{k_B T} \right]$$

Für $T > 0$ K ergibt die Forderung der Ladungsneutralität in der Schicht einen impliziten Ausdruck für das chemische Potential $\mu_e(d, T)$ bzw. $\mu_h(d, T)$ als Funktion der Temperatur und der Schichtdicke.

2.6. EINIGE BEISPIELE FÜR DEN SCHICHTDICKENABHÄNGIGEN VERLAUF DES CHEMISCHEN POTENTIALS IN HALBMETALL- SCHICHTEN

Verschiedene Autoren kommen selbst im Rahmen dieses einfachen Modells auf ein unterschiedliches Verhalten des chemischen Potentials als Funktion der Schichtdicke. Nur die Schlußfolgerung, im großen und ganzen seien die Abweichungen vom Festkörperwert $\mu_e(d \rightarrow \infty)$ gering und müßten normalerweise nicht berücksichtigt werden, ist bei allen dieselbe. SANDOMIRSKII /48/ benützt daher die Näherung für $d > d_0$, daß die chemischen Potentiale in einem entarteten Elektronengas unabhängig von der Schichtdicke sind:

$$(2.52) \quad \mu_e(d) = \mu_e = \frac{\Delta(FK) \cdot m_h^*}{m_e^* + m_h^*}; \quad \mu_h(d) = \mu_h = \frac{\Delta(FK) \cdot m_e^*}{m_e^* + m_h^*};$$

(m_e^* und m_h^* sind gemittelte effektive Massen). Er gibt jedoch für die Ladungsträgerkonzentration N_e/V einen dickenabhängigen Ausdruck an. Da für ein freies Elektronengas zwischen N_e/V und μ_e eine feste Beziehung besteht, ist zu erwarten, daß auch das chemische Potential von d abhängig ist. Einige Autoren /29,30/ betrachten nur eine Sorte Ladungsträger und halten die Neutralitätsbedingung Gl.(2.47) nicht ein. Sie finden eine relative Schichtdickenabhängigkeit von $\mu_e(d)/\mu_e(d \rightarrow \infty)$ wie sie in der Abbildung 10 als Kurve 1 eingezeichnet ist. Dies ist aber genau das Ergebnis, das BEZAK /89/ bzw. SMITH /64/ für den unendlich hohen Potentialtopf erhalten. Abgesehen von den periodischen Schwankungen ist der Abfall von $\mu_e(d)$ umgekehrt proportional zu d auffällig. Diese Tendenz kann, wie in Abschnitt 2.3 gezeigt, nur durch Erfüllen der Bedingung der Selbstkonsistenz vermieden werden, wenn der positive Hintergrund allein mit dem Elektronengas wechselwirkt. Versucht man die Ladungsneutralität in der Schicht zu erreichen, indem man gemäß Gl.(2.47) den Elektronen eine entsprechende Anzahl Defektelektronen entgegengesetzt, so ergibt sich für $\mu_e(d)$ bei $T = 0 \text{ K}$ ein Verhalten wie in Kurve 2.

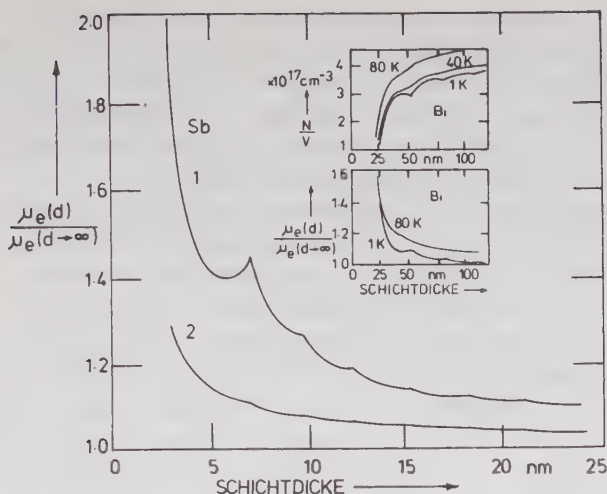


Abb. 10: Verhältnis der chemischen Potentiale $\mu_e(d)/\mu_e(d \rightarrow \infty)$ ($T = 0 \text{ K}$) als Funktion der Schichtdicke. Kurve 1 entspricht $\mu_e(d)/\mu_e(d \rightarrow \infty)$ für eine Sb-ähnliche Schicht ohne Berücksichtigung der Lochzustände, Kurve 2 mit Berücksichtigung der Lochzustände und $r_e = r_h$. Einsatz: Ladungsträgerkonzentration N/V und $\mu_e(d)/\mu_e(d \rightarrow \infty)$ für Bi-ähnliche Schichten (nach GARCIA et al. /26/).

Für die numerischen Rechnungen wurden dieselben Daten herangezogen, durch die bereits HARTWECK /29/ Sb-ähnliche Schichten charakterisierte: isotrope, mittlere effektive Massen $m_e^* = 0.48 m_0$ und $m_h^* = 0.34 m_0$; $\Delta(\text{FK}) = 0.22 \text{ eV}$; $\mu_e(d \rightarrow \infty) = 0.09 \text{ eV}$; $r_e/r_h = 1$;

In der Kurve 2 ist die physikalisch nicht sinnvolle Dickenabhängigkeit von $\mu_e(d)$ proportional zu $1/d$ aufgrund der Neutralitätsbedingung Gl. (2.47) schon weitgehend kompensiert, doch bleibt $\mu_e(d)/\mu_e(d \rightarrow \infty)$ immer größer 1. "Spitze Schultern" an den "Sprungstellen" für $d > 10 \text{ nm}$ sind kaum mehr zu sehen. $\mu_e(d)$ zeigt noch schwache Oszillationen mit einer Periodenlänge von ungefähr 3 nm. Diese Schwankungen sind auf Maxima

in der Zustandsdichte zurückzuführen, da in dem Modell in jedem Schichtintervall zwischen zwei "Sprungstellen" ein Bereich existiert, in dem die Zahl der unterhalb von $\mu_e(d)$ liegenden, erlaubten Zustände langsamer mit wachsender Dicke zunimmt als das Volumen des Systems /48/. Die relative Größe der Maxima ist jedoch klein, ca. ein Prozent.

Kurve 2 kann man mit den Ergebnissen von GARCIA et al. /26/ vergleichen, die sie für die Ladungsträgerkonzentration N_e/V und das dicken- und temperaturabhängige chemische Potential für Bi-ähnliche Schichten angeben (siehe dazu Einsatz in der Abb. 10). Das Verhältnis $\mu_e(d)/\mu_e(d \rightarrow \infty)$ entspricht dem in Kurve 2, - in /26/ wird ebenfalls die Bedingung $N_e = N_h$ beachtet -, die ausgeprägten Oszillationen bei $T = 1$ K ähneln denen in Kurve 1. Das wird verständlich, wenn man bedenkt, daß GARCIA et al. für die Beschreibung der Lochzustände keine diskrete Quantisierung vorgaben, sondern wegen der großen Unterschiede der effektiven Massen m_e^* und m_h^* in massivem Bi ein kontinuierliches Spektrum annahmen. Die relativ starken Schwankungen rühren hier wie in Kurve 1 nur vom QSE des Elektronenanteils her. Von periodischen Schwankungen ist bei höheren Temperaturen nichts mehr zu erkennen.

In der Abbildung 11 ist noch einmal das Verhältnis $\mu_e(d)/\mu_e(d \rightarrow \infty)$ dargestellt. In ihr wird gezeigt, wie sich die Many Valley Structure auf $\mu_e(d)$ auswirken kann. Nach ÖKTÜ und SAUNDERS /86/ wurde für die Sb-ähnliche Schicht $r_e = 3$; $r_h = 6$; gewählt. In Abb. 11a wird $\mu_e(d)/\mu_e(d \rightarrow \infty)$ nun von zwei periodischen Vorgängen mit unterschiedlicher Periodenlänge λ beeinflusst. Mit $\lambda_2 = 2.5$ nm macht sich das Neubesetzen von Subbands im Band 2 (Elektronenniveaus) bemerkbar (Pfeile am oberen Rand). Die zweite Periode $\lambda_1 = 3.4$ nm beruht auf dem entsprechenden Mechanismus im Band 1 (Löcherniveaus) (Pfeile auf der Abszisse). Verglichen mit dem Verhältnis der chemischen Potentiale der Kurve 2 in Abb. 10 kann man hier beinahe von einem Schwanken von $\mu_e(d)$ um den Festkörperwert sprechen.

Ein Oszillieren um $\mu_e(d \rightarrow \infty)$ für ein Bi-ähnliches Schichtmodell zeigt auch Abb. 11b. Im Gegensatz zu GARCIA et al.

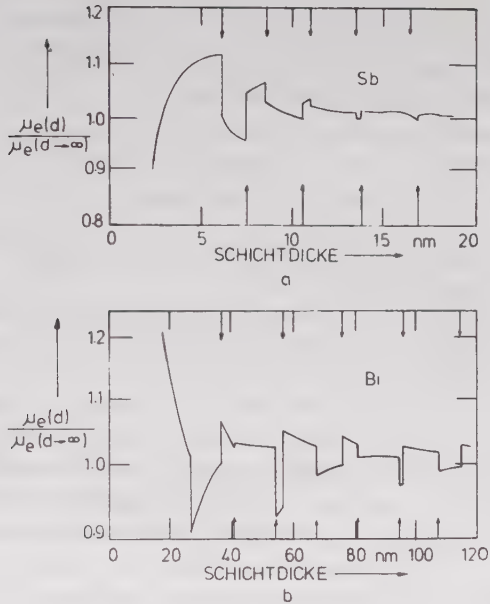


Abb. 11a: Verhältnis $\mu_e(d)/\mu_e(d \rightarrow \infty)$ ($T = 0$ K) für eine Sb-ähnliche Schicht mit $r_e = 3$, $r_h = 6$.
 11b: Verhältnis $\mu_e(d)/\mu_e(d \rightarrow \infty)$ ($T = 0$ K) für eine Bi-ähnliche Schicht mit $r_e/r_h = 3$ (nach /90/)

wurde hier auch für die Lochzustände die diskrete Quantisierung senkrecht zur Oberfläche berücksichtigt und für $r_e/r_h = 3$ angenommen /90/.

Die Dickenabhängigkeit des chemischen Potentials hängt demnach stark von der Wahl der effektiven Massen und der Bandstrukturdetails ab. Bei endlichen Temperaturen $T > 0$ K werden die Sprünge gemäß den Gl.(2.51a u.b) verschmieren und bei Zimmertemperatur kaum mehr erkennbar sein. Ob in Halbleiterschichten QSE-Oszillationen mit verschiedenen Periodenlängen auftreten wie sie mit dem Zweibänder-Modell abgeschätzt wurden, kann z.Zt. nur durch Experimente an Schichten, deren Aufbau und Struktur bestens bekannt sein sollte, er-

probt werden. Von theoretischer Seite wären selbstkonsistent durchgeführte Rechnungen erforderlich, aber bereits das Jellium-Modell kann wegen der niedrigen Ladungsträgerkonzentration von $10^{17} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ in Halbmatalen als erste Näherung nicht mehr verwendet werden.

3. DER EINFLUSS DES QUANTUM SIZE EFFEKTS AUF DIE SPEZIFISCHE LEITFÄHIGKEIT

3.1. HINWEISE AUF EINEN MÖGLICHEN QSE AUS DER INTERPRETATION VON LEITFÄHIGKEITSMESSUNGEN MIT HILFE DES KLASSISCHEN SIZE EFFEKTS

Die spezifische Leitfähigkeit kann, wie in Abschnitt 1.1. bereits erwähnt wurde, i.a. auf zwei Anteile zurückgeführt werden, die auf einem Size Effekt und einem Quantum Size Effekt beruhen.

Für relativ dicke Schichten liefert das Modell von FUCHS /8/ und SONDHEIMER /9/ recht brauchbare Aussagen über das Widerstandsverhalten aufgrund des klassischen Size Effekts. Neben der üblichen Volumenstreuung macht sich in der Schicht ein zusätzlicher Streumechanismus bemerkbar, nämlich diffuse Streuung der Elektronen an den Oberflächen. Dies führt dazu, daß mit abnehmender Schichtdicke die spezifische Leitfähigkeit $\zeta(d)$ kleiner wird.

Die Überlegungen von FUCHS und SONDHEIMER gehen von einer statistischen Analyse der Verteilungsfunktion f der Leitungselektronen in einer homogenen, glatten Schicht aus. In der Näherung der linearisierten Boltzmannschen Stoßgleichung für quasifreie Elektronen drückt sich der Einfluß des klassischen Size Effekts i.w. in Termen der Stoßgleichung aus, die eine Ortsableitung von f beinhalten, d.h. es wird die nicht gleichmäßige Verteilung der Leitungselektronen im Ortsraum in Rechnung gestellt. Für Schichtdicken $d \gg l_0$ geben sie folgende Näherungslösung für $\zeta(d)$ an:

$$(3.1) \quad \left. \frac{\sigma(d)}{\sigma(d \rightarrow \infty)} \right|_p = 1 - \frac{3}{8} \frac{l_0}{d} (1 - p); \quad 0 \leq p \leq 1.$$

$\sigma(d \rightarrow \infty)$ ist die spezifische Leitfähigkeit des ausgedehnten Festkörpers, der dieselbe Struktur und Zusammensetzung wie die Schicht besitzt. Der Parameter p , der Reflexionskoeffizient, liegt zwischen 0 und 1 und gibt den Bruchteil von Elektronen an, die aus dem Innern der Schicht an der Oberfläche auftreffen und p e g e l n d reflektiert werden. Der Anteil $1-p$ wird diffus an der Oberfläche gestreut.

p wäre zumindest für Halbmatalle, bei denen die de Broglie-Wellenlänge λ_F in die Größenordnung von l_0 kommt, eine aufschlußreiche Größe. Den Parameter p durch Anpassen der Kurve (3.1) an die Meßkurven zu bestimmen, macht Schwierigkeiten, da p vom Wellenvektor und vom Einfluß der Oberflächenrauigkeit abhängen kann, was bei der Herleitung von Gl.(3.1) nicht berücksichtigt wurde /91/. So wundert es nicht, daß in vielen früheren Size-Effekt-Messungen praktisch alle Ergebnisse auch mit $p = 0$ verträglich waren.

In den sechziger Jahren gab es jedoch Hinweise für Werte $p > 0$. Aufgedampfte Au-Schichten zeigten auch bei Zimmertemperatur dieselbe spezifische Leitfähigkeit wie die des entsprechenden Festkörpers /92/. Dieser Sachverhalt implizierte, daß Elektronen an der Oberfläche in gewissem Sinne spiegelnd reflektiert werden sollten.

Für diesen Fall sagten bereits früher LIFSHITZ und KOSEVICH /93/, CRITTENDEN und HOFFMANN /94/ und BLATT /95/ voraus, in der spezifischen Leitfähigkeit bzw. im spezifischen Widerstand sollte ein QSE zu beobachten sein, falls d nicht nur in der Größenordnung von l_0 läge, sondern auch noch die Bedingung $1 \cdot \lambda_F < d < 10 \cdot \lambda_F$ erfülle.

3.2. ABSCHÄTZUNG DES QSE FÜR DIE SPEZIFISCHE LEITFÄHIGKEIT AM BEISPIEL ZWEIER EINFACHER MODELLVORSTELLUNGEN

3.2.1. QSE BEI ELASTISCHER STREUUNG AN δ -FUNKTIONSARTIGEN STREUPOTENTIALEN

Um die innerhalb der Modellvorstellungen maximale Auswirkung des QSE auf $G(d)$ zu erhalten, nehmen wir $p = 1$ an. Da Erfahrungen fehlen, ob und wie sich die besondere Energiestruktur der Elektronen und Phononen /96-98/ in dünnen Schichten auf die Leitfähigkeit bei inelastischer Streuung auswirkt, behandeln die wenigen Autoren, die dieses Problem aufgriffen, meist nur die inelastische Streuung an statistisch verteilten Streuzentren. CLARK /25/, ASAHII et al./17/, HAMMER et al./7/ folgen dabei einem Vorschlag von SANDOMIRSKII /48/, der folgenden Ausdruck für die Relaxationszeit τ angibt, um $G(d)$ in der Relaxationszeitnäherung der linearisierten Boltzmannschen Stoßgleichung zu berechnen:

$$(3.2) \quad \tau_{k_x, k_y, 1}^{-1}(d) = \frac{m_e^* U_p^2 N_s}{\hbar d v} \left(I + \frac{1}{2} \right); \quad I = \left[\frac{E_{k_x, k_y, 1}(d)}{\xi_1(d)} \right]$$

$\tau_{k_x, k_y, 1}(d)$ gibt die mittlere Laufzeit für ein Elektron der effektiven Masse m_e^* im Zustand $E_{k_x, k_y, 1}(d)$ zwischen zwei elastischen Stößen am δ -funktionsartigen Streupotential U_p an, wenn in der Schicht N_s/V solche Streuzentren pro Volumeneinheit statistisch verteilt sind.

Mit dieser Relaxationszeit kann man nach einer länglichen Rechnung folgenden Ausdruck für $G(d, T)$ in Abhängigkeit von der Schichtdicke und der Temperatur erhalten (vgl. z. B. HARTWECK /29/):

$$(3.3) \quad G(d, T) = - \frac{e^2 \hbar v}{\pi m_e^* N_s U_p^2} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{(i + \frac{1}{2})(i - \frac{1}{2})} \left[\frac{1 \cdot \xi_1(d) - \sum_{j=1}^{j=1} \xi_j(d)}{1 + \exp \frac{\xi_1(d) - E_F(d)}{k_B T}} - \frac{k_B T}{2} \ln \left(1 + \exp \frac{E_F(d) - \xi_1(d)}{k_B T} \right) \right]$$

Bei Halbmatalen erhält man durch formale Ersetzung von "e" durch "h" die spezifische Leitfähigkeit für Löcher. Die Temperaturabhängigkeit von $\sigma(d,T)$ kommt in Gl.(3.3) lediglich über die Verteilung der Elektronen auf die verschiedenen Subbands gemäß der Fermi-Verteilungsfunktion ins Spiel. Solange die energetischen Abstände der Subbands $j = n+m$, $m = 1, 2, \dots$, von $E_F(d)$ größer als $k_B T$ sind, d.h.

$$(3.4) \quad \left| \epsilon_{n+m}(d) + \frac{\hbar^2}{2m_e^*} k_{\parallel}^2 - E_F(d) \right| > k_B T,$$

bleibt in diesem Modell $\sigma(d)_{QSE}$ fast temperaturunabhängig. Dies ist z.B. in dünnen Metallschichten der Fall.

Bei Halbmatalen liegen $\mu_e(d)$ und $\mu_h(d)$ - von der unteren Kante des obersten besetzten Valenzbandes aus gerechnet - im meV-Bereich. In diesen Materialien können Subbands unter- und oberhalb von $\mu_e(d)$ auch schon bei Zimmertemperatur etwa gleich häufig besetzt sein /88/. Dies hat zur Folge, daß bei Halbmatalen im Modell der elastischen Streuung die Oszillationen von $\sigma(d)_{QSE}$ verschmieren und bei Zimmertemperatur theoretisch nur als sehr geringe Schwankungen übrig bleiben.

3.2.2. QSE BEI INELASTISCHER STREUUNG MIT PAUSCHALER BERÜCKSICHTIGUNG DER ELEKTRON-PHONON-WECHSELWIRKUNG

In metallisch leitenden Schichten mißt man neben einem temperaturunabhängigen Restwiderstand einen temperaturabhängigen Widerstand mit positivem Temperaturkoeffizienten /99/. Wir schätzen deshalb den Einfluß des QSE auf die temperaturabhängige Leitfähigkeit an einem simplen Modell ab, das die T-Abhängigkeit in guter Übereinstimmung mit der Erfahrung und die zu erwartende Dickenabhängigkeit in etwa qualitativ erkennen läßt. Da uns jede spezielle Information über den Leitungsvorgang in einer idealen dünnen Schicht fehlt, verlangen wir nur, daß $\sigma(d)$ formal durch einen Ausdruck der Art (3.5) zu beschreiben ist:

$$(3.5) \quad \zeta = \frac{e^2 \tau \langle n(d \rightarrow \infty) \rangle}{m_0}.$$

Eine Ableitung einer Formel mit dieser Struktur, bei der die Wechselwirkung der Elektronen mit den Gitterschwingungen pauschal berücksichtigt wird, findet man z.B. bei FRÖHLICH /100/. Sie lehnt sich eng an die Theorien von BLOCH /101/ und NORDHEIM /102/ an. In der Relaxationszeitnäherung der linearisierten Boltzmann-Gleichung erhält man unter der Voraussetzung, daß inelastische Streuung nur innerhalb eines schmalen Energiebereichs um die Fermienergie stattfindet, für $\zeta(T)$ eine Beziehung der Form (3.5):

$$(3.6) \quad \zeta(T) = \frac{e^2 \tau_F \langle n(d \rightarrow \infty) \rangle}{m_0} = \frac{e^2 \cdot CM \theta^2 v k_F^3 \langle n(d \rightarrow \infty) \rangle}{TN m_0}.$$

τ_F ist die Relaxationszeit für Elektronen mit der Energie E_F . Die explizite Form von τ_F (rechte Seite der Gl. (3.6)) gilt nur für Temperaturen $T > \theta$, der Debye-Temperatur. M ist die Masse des Atomrumpfes, die Konstante C ist eine Metallkonstante, die von der Wechselwirkung des Atomrumpfes mit dem betreffenden Elektron abhängt.

Um in diesem einfachen Ausdruck (3.6) die Einwirkung des QSE auf $\zeta(d, T)$ abzuschätzen, ersetzen wir τ_F und k_F durch die schichtdickenabhängigen Größen $\tau_F(d)$ und $k_F(d)$:

$$(3.7) \quad \zeta(d, T) = \frac{e^2 \cdot \tau_F(d) \cdot \langle n(d \rightarrow \infty) \rangle}{m_0} = \frac{e^2 \cdot CM \theta^2 v k_F^3(d) \cdot \langle n(d \rightarrow \infty) \rangle}{TN m_0} \quad T > \theta$$

Dieser Versuch stellt nur eine grobe Näherung dar und gestattet lediglich eine qualitative Aussage über das Verhalten von $\zeta(d, T)$. Bevor jedoch folgende Fragen nicht beantwortet werden können, ist eine bessere Näherung für $\zeta(d, T)$ nicht angebracht:

- a) Inwieweit verhalten sich Leitungselektronen, die senkrecht zur Schichtoberfläche stark lokalisiert sind, anders als quasifreie Elektronen?

- b) Welchen Einfluß hat es z.B. auf die Elektron-Phonon-Wechselwirkung, daß sich in dünnen Schichten auch das Phononenspektrum ändert /96-98/; welche Rolle spielen Oberflächenphononen etc.?
- c) Ändert sich der Streumechanismus aufgrund der besonderen Energiestruktur in der idealen dünnen Schicht?

3.2.3. NUMERISCHE ERGEBNISSE: ABSCHÄTZUNG DER AUSWIRKUNG DES QSE AUF DIE SPEZIFISCHE LEITFÄHIGKEIT

Für das Modell der elastischen Streuung (Kap.3.2.1) wurde das Streupotential so angepaßt, daß der Wert $G(d,T)$ dicker Schichten in der Größenordnung von $G(d \rightarrow \infty, T)$ liegt.

Es wurde $p = 1$ angenommen.

Die in diesem Idealfalle zu erwartenden QSE-Schwankungen in der $G(d)$ -Kennlinie der Metall-Modellschicht gibt Abbildung 12 wieder. $G(d)$ wurde nach Gl.(3.3) mit den Eigenwerten $\varepsilon_1(d)$ und $E_F(d)$ aus Abschnitt 2.3 berechnet. Für $d > 1.5$ nm ergeben sich Schwankungen um den zu $6 \cdot 10^5 (\Omega \text{cm})^{-1}$ angenommenen Wert $G(d \rightarrow \infty)$ mit der Periodenlänge $\lambda = 0.3$ nm.

Die Amplitude nimmt mit d langsam ab. Der Anstieg bei Dicken $d < 1.5$ nm rührt daher, daß in Gl.(3.3) nur die aller-niedrigsten $\varepsilon_1(d)$ eingehen, die sich bei diesen Schicht-dicken noch sehr rasch mit d ändern (vgl. Abb.6).

Unter der Annahme nur elastischer Streuung ändert sich die Form der $G(d)$ -Kurve für nicht zu hohe Temperaturen, z.B. Zimmertemperatur, nicht.

Die vier Leitfähigkeitskurven in Abbildung 13 beziehen sich auf Halbmethylschichten mit Sb-ähnlichen Eigenschaften. Den Rechnungen liegt wieder Gl.(3.3) und die zu ihr analoge für die Löcherleitung zugrunde. Kurve 1 wurde mit dem dickenabhängigen chemischen Potential $\mu_e(d)$ (vgl. Kurve 2 in Abb.10a) für $T = 300$ K und $r_e = r_h$ bestimmt.

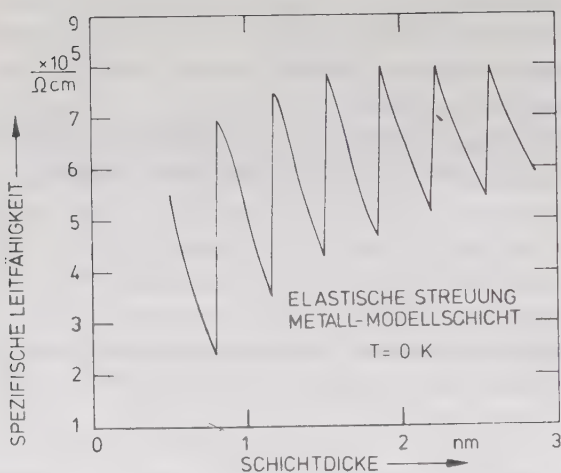


Abb. 12: Spezifische Leitfähigkeit der Metall-Modellschicht als Funktion der Schichtdicke für $T = 0 \text{ K}$ mit dem Modell für elastische Streuung berechnet

Die noch schwach erkennbaren Schwankungen in der $\mathcal{G}(d)$ -Kennlinie kommen i.w. von den Schwankungen von $\mu_e(d)$. Hält man dagegen $\mu_e(d) = \mu_e$ wie HARTWECK /29/ konstant, so läßt sich aufgrund der Fermistatistik der Ladungsträger bei $T = 300 \text{ K}$ kein Einfluß des QSE in $\mathcal{G}(d)$ mehr erkennen. Diesen Fall zeigt die strichlinierte Kurve 3. Die Oszillationen kommen aber wieder zum Vorschein, wenn man die Temperatur erniedrigt. Für $T = 110 \text{ K}$ sieht man auf der Kurve 2 bis etwa 12 nm deutlich einige Oszillationen; ihre Amplitude klingt mit wachsender Schichtdicke ab, sodaß ab 15 nm keine Schwankungen in der $\mathcal{G}(d)$ -Kurve zu sehen sind.

Wählt man $r_e = 3$; und $r_h = 6$; und benützt das dickenabhängige chemische Potential $\mu_e(d)$ (Kurve 4 in Abb.10a), so erhält man auch in der $\mathcal{G}(d)$ -Kennlinie Schwankungen mit zwei verschiedenen Periodenlängen wie z.B. in Kurve 4.

Vergleicht man die Amplituden der Metall-Modellschicht (Abb. 12) mit denen der Halbmotallschicht (Abb.13), so findet man für das Halbmetall im Rahmen dieses Modells nur etwa zwei bis drei Prozent so hohe wie für das Metall.(Bei gleicher

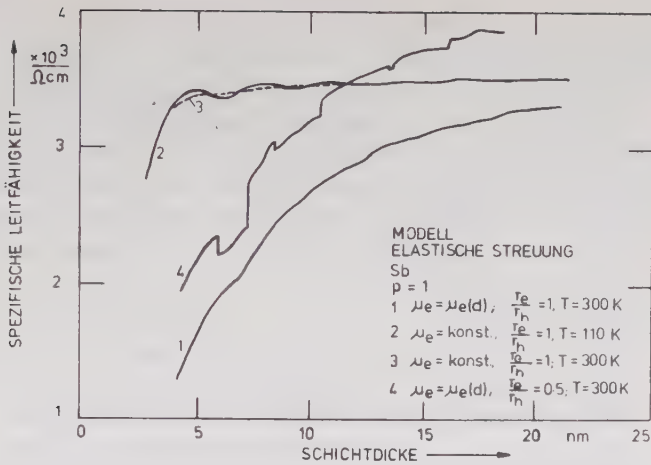


Abb. 13: Spezifische Leitfähigkeit $\zeta(d)$ Sb-ähnlicher Halbmetschichten. Den Rechnungen liegt das Modell der elastischen Streuung zugrunde.

Kurve 1 mit schichtdickenabhängigem $\mu_e(d)$; $r_e = r_h = 3$; $T = 300$ K;

Kurve 2 mit konstantem μ_e ; $r_e = r_h = 3$; $T = 110$ K;

Kurve 3 wie Kurve 2 mit $T = 300$ K;

Kurve 4 wie Kurve 3 mit schichtdickenabhängigem chemischen Potential $\mu_e(d)$.

Schichtdicke in der Metallschicht wie im Halbmetail ist natürlich auch dort die Amplitude klein). Aus den obigen Abschätzungen muß man schließen, daß in Halbmetailen nur bei sehr tiefen Temperaturen ein QSE beobachtbar sein kann.

Den Einfluß des QSE auf $\zeta(d)$ der Metallschicht schätzen wir mit Hilfe des Modells der inelastischen Streuung unter Verwendung der Gl.(3.7) und der Ergebnisse aus Abschnitt (2.3) ab.

Für verschiedene Temperaturen $T > \Theta = 160$ K findet man einige $\zeta(d)$ -Kennlinien in der Abbildung 14 eingezeichnet.

$\zeta(d)$ schwankt mit einer Periodenlänge von 0.3 nm jeweils

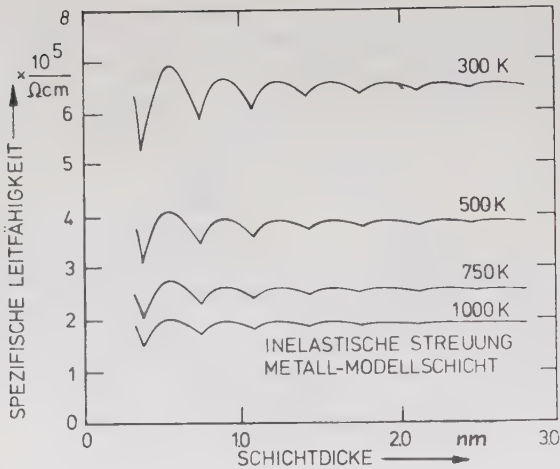


Abb. 14: Spezifische Leitfähigkeit $\kappa(d)$ der Metall-Modellschicht in Abhängigkeit von der Schichtdicke für die Temperaturen $T = 300, 500, 750$ und 1000 K oberhalb der Debytemperatur $\Theta = 160$ K, berechnet für das Modell der inelastischen Streuung

um einen festen Wert. Dieser Wert ändert sich proportional zu $1/T$, wie man es für die normale temperaturabhängige metallische Leitfähigkeit erwartet. Die Amplituden nehmen jeweils proportional zu d ab, aber auch im Gegensatz zu dem Ergebnis in Abb.12 umgekehrt proportional zur Temperatur.

Obige Abschätzungen ergeben zwar einen Einfluß des QSE auf $\kappa(d)$, der aber bei Leitfähigkeitsmessungen erst wenige Male beobachtet wurde. Dies erklärt sich, wenn man den durch den QSE bedingten Änderungen diejenigen entgegensetzt, die sich infolge von Size Effekten ergeben. In Inseln erhält man z.B. einen exponentiellen Anstieg von $\kappa(d)$ über mehrere Zehnerpotenzen mit zunehmender Schichtdicke. In dickeren Pro-

ben ändert sich aufgrund des klassischen Size Effekts /8,9/ $G(d)$ um ein bis zwei Zehnerpotenzen. Gegenüber diesen grossen Änderungen von $G(d)$ sind die kleinen Schwankungen aufgrund des QSE nur schwer aufzulösen.

Eine Möglichkeit, die elektronische Struktur in der dünnen Schicht dennoch sichtbar zu machen, bietet die Feldemission aus dünnen Schichten. Mit dieser Möglichkeit beschäftigt sich der folgende Abschnitt.

4. DIE FELDEMISSION ALS VERSTÄRKER DES QUANTUM SIZE EFFEKTS IN DÜNNEN SCHICHTEN

4.1. DER EINFLUSS DES QSE AUF DIE FELDEMISSIONSSTROMDICHTEN AUS EINER IDEAL GLATTEN, HOMOGENEN SCHICHT

Die Feldemission wirkt als empfindliche Sonde, um Änderungen der Austrittsarbeit oder der Zustandsdichte im Bereich der Fermienergie feststellen zu können. Sie wurde bereits zur Untersuchung verschiedener Probleme wie Adsorption und Chemisorption aufgedampfter Materialien mit Bedeckungsgraden kleiner und größer 1 genutzt /39,81,82,103,104/. Bereits kleine Änderungen der Austrittsarbeit rufen eine deutliche Variation des Feldemissionsstromes hervor.

Um in Bi-Schichten einen QSE zu studieren schlug KOGAN /105/ vor, die Feldemission zu verwenden. Man solle die Tatsache ausnützen, daß die Tunnelwahrscheinlichkeit exponentiell von der Austrittsarbeit Φ abhängt, um so die minimalen Schwankungen um maximal einige meV von $\Phi(d)$ in Bi-Schichten feststellen zu können. Diese Idee griffen wir auf und testeten sie an Bi- und Pd-Schichten. Die Versuche an Bi verliefen wenig erfolgreich. Um qualitativ den Einfluß des QSE auf die Feldemission aus einer dünnen Metallschicht wie z.B. Pd übersehen zu können, wird mit Hilfe einfacher Vorstellungen über den Tunnelprozeß die Feldemissionsstromdichte (FEJ) einer Tunnelanordnung Metallschicht-Vakuum ermittelt.

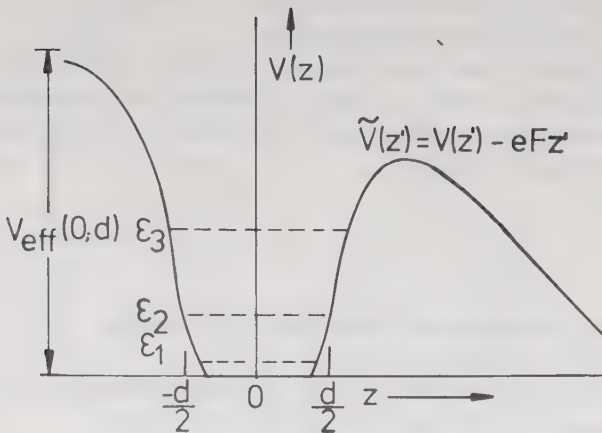


Abb. 15: Durch das äußere Feld F deformierter Potentialtopf

In einem Stromkreis bilde die Schicht die Kathode, ihr gegenüber befinde sich die Anode auf genügend hohem Potential. Die Schicht wird durch die Metall-Modellschicht aus Kap.2.1 ersetzt. Das starke äußere Feld F , das senkrecht zur Oberfläche in z -Richtung anliegt, wandelt die endlich hohe Wand des Potentialtopfes an der Stelle $d/2$ in einen Potentialwall um (Abb.15), den die aus dem Potentialtopf anlaufenden Elektronen durchtunneln können. Da die Bildkraftkorrektur bereits im Potential $\tilde{V}(x,y,z) = V(z)$ (Kap.2.1) berücksichtigt ist, bekommt der Potentialwall $\tilde{V}(z')$ die Form:

$$(4.1) \quad \tilde{V}(z') = V(z') - eFz' ; \quad z' = z - \frac{d}{2} ; \quad z' \geq 0 ;$$

Analog zur Feldemission aus massiven Emittoren nehmen wir für die Schicht an, daß für die resultierende Tunnelstromdichte $FEJ(d)$ die Anzahl $Z_1(\epsilon_1(d), d)$ der Elektronen entscheidend ist, die pro Zeit- und Flächeneinheit mit einem Energieanteil $\epsilon_1(d)$ in bezug auf die Richtung senkrecht zur Oberfläche auf den Tunnelwall auftreffen. Diese Elektronen können in Normalenrichtung tunneln;

ihre Energie soll beim Tunnelprozeß erhalten bleiben. Die Zahl der Stöße, die ein einzelnes Elektron mit der Impulskomponente $p_z(d) = m_0 v_z(d) = (2\varepsilon_1(d)m_0)^{1/2}$, ($v_z(d)$ ist die Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung) pro Zeiteinheit in einer Schicht der Dicke d ausführt, sei:

$$(4.2) \quad z_0(\varepsilon_1(d)) = \frac{v_z(d)}{2d} = \frac{1}{d} \sqrt{\frac{\varepsilon_1(d)}{2m_0}}.$$

Die FOWLER-NORDHEIM-Theorie /106/ gibt die FEJ aus Metallen qualitativ recht gut wieder, ohne Details der Bandstruktur zu berücksichtigen. Wir verwenden daher einen Tunnelkoeffizienten $D_T(\varepsilon_1(d))$, der analog zu dem von YOUNG und MÜLLER /107/ angegebenen gebildet ist. Es wird lediglich die Austrittsarbeit ϕ durch $\Phi_1(d)$ ersetzt:

$$(4.3) \quad \Phi_1(d) = \varepsilon_1(d) - v_{\text{eff}}(0;d).$$

$D_T(\varepsilon_1(d))$ schreibt sich dann als:

$$(4.4) \quad D_T(\varepsilon_1(d)) = \exp \left[-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m_0}}{\hbar F} (\Phi_1(d))^{3/2} v(y) \right];$$

$$y = \frac{\sqrt{e^3 F}}{\Phi_1(d)}.$$

$v(y)$ ist eine tabellarisch gegebene Funktion /107/.

Zu dieser Wahl von $D_T(\varepsilon_1(d))$ ist noch zu bemerken: Da das Schichtsystem über den Potentialwall an den Außenraum gekoppelt wird, existiert keine Eigenwertbedingung für diskrete Eigenwerte mehr. Jeder Energiewert im Potentialtopf ist nun erlaubt; es findet keine Auslese nach diskreten Eigenwerten $\varepsilon_1(d)$ mehr statt. Den ursprünglichen $\varepsilon_1(d)$ fällt jedoch weiterhin eine Sonderrolle zu: Ihre zugehörigen Wellenfunktionen sind durch große Amplituden gegenüber Wellenfunktionen, die zu eng benachbarten Energien gehören, ausgezeichnet (vgl. z.B. FLÜGGE /108/). Bei den in der Feldemission üblichen Feldstärken von einigen 10^7 V/cm liegt die Halbwertsbreite der Energieverbreiterung δE um $\varepsilon_1(d)$ für die obersten besetzten $\varepsilon_1(d)$ maximal bei $10^{-6} - 10^{-4}$ eV. Verglichen mit den energeti-

schen Abständen ΔE (Gl.(2.16)) von 1 - 0.1 eV (vgl. Abb. 6) ist δE sehr klein. Die Struktur der FEJ(d)-Kennlinie wird also nicht wesentlich verfälscht, wenn in der Formel für den Tunnelkoeffizienten (Gl.(4.4)) und für die Zahl der gegen den Tunnelwall anlaufenden Elektronen mit den Ergebnissen für diskrete $\varepsilon_1(d)$ aus Abschnitt 2 gerechnet wird. Für die Feldemissionsstromdichte als Funktion der Schichtdicke ergibt sich somit der Ausdruck:

$$\begin{aligned}
 \text{FEJ}(d) &= e \sum_{i=1}^{i=n} z_i(\varepsilon_i(d), d) \cdot D_T(\varepsilon_i(d)) \\
 (4.5) \qquad &= e \sum_{i=1}^{i=n} z_o(\varepsilon_i(d)) \cdot \frac{N_1(E_F(d), d)}{L^2} \cdot D_T(\varepsilon_i(d)),
 \end{aligned}$$

$N_1(E_F(d); d)$ entnimmt man Gl.(2.18).

4.2. NUMERISCHE ERGEBNISSE: FÜR DIE METALL-MODELLSCHICHT ZEIGT DIE FELDEMISSIONSTROMDICHTHE ALS FUNKTION DER SCHICHTDICKE OZILLATIONEN MIT HOHER AMPLITUDE

Die numerischen Rechnungen wurden für die Metall-Modellschicht aus Kapitel 2 durchgeführt. Die elektrische Feldstärke wurde $F = 3 \cdot 10^7$ V/cm gewählt und FEJ(d) nach Gl. (4.5) bestimmt. FEJ(d) ist in Abbildung 16 in logarithmischem Maßstab gegen die Schichtdicke aufgetragen. Es fallen die Oszillationen von FEJ(d) mit einer Periodenlänge von etwa 0.3 nm um den Wert $\text{FEJ}(d \rightarrow \infty) = 3 \cdot 10^6$ A/cm² auf. Die Amplitude der FEJ(d)-Oszillationen beträgt bei kleinen Schichtdicken 4 - 5 Zehnerpotenzen. Sie nimmt i.w. umgekehrt proportional zu d ab. Aber selbst nach zehn Oszillationen variiert die Stromdichte während einer Periode noch um einen Faktor fünf. Die Maxima der FEJ(d) treten nicht bei den Schichtdicken, die den Sprungstellen entsprechen, auf. Sie ergeben sich vielmehr aus dem Zusammenspiel von einer hohen Tunnelwahrscheinlich-

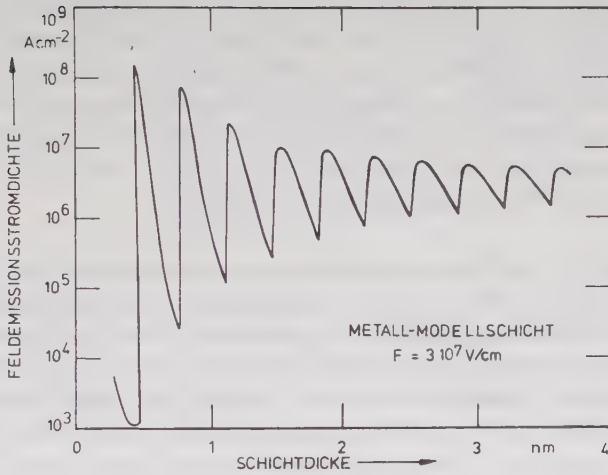


Abb. 16: Feldemissionsstromdichte $FEJ(d)$ als Funktion der Schichtdicke für $F = 3 \cdot 10^7$ V/cm

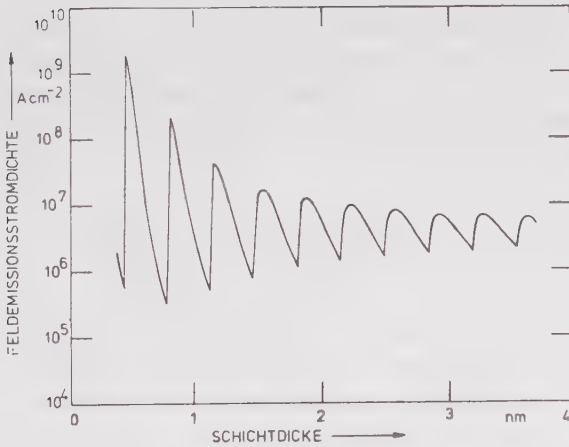


Abb. 17: Feldemissionsstromdichte $FEJ(d)$ als Funktion der Schichtdicke unter Berücksichtigung der endlichen Lebensdauer $\tilde{\tau}_0$ (Gl.(4.6)) der Zustände für $p = 0.66$ und $F = 3 \cdot 10^7$ V/cm.

keit für die wenigen besetzten Zustände im jeweils höchsten Subband auf der einen Seite sowie der mit wachsendem d zunehmenden Besetzung, aber niedrigeren Tunnelwahrscheinlichkeit der Zustände in den tieferliegenden Subbands auf der anderen Seite. Die Maxima verschieben sich mit größer werdender Schichtdicke immer weiter von den Sprungstellen weg; die Periodenlänge zwischen zwei Maxima ist um etwa drei Prozent länger als zwischen den Minima.

Analog zu der Herleitung der Leitfähigkeitsformeln kann man davon ausgehen, daß nur ein Teil aller auf die Oberfläche auftreffenden Elektronen dort spiegelnd reflektiert wird. Oder anders formuliert: Die Elektronenzustände haben nur eine endliche Lebensdauer und die vorher diskreten Energieniveaus erfahren eine Energieverbreiterung. WOLF /109/ und JAKLEVIC und LAMBE /45/ wiesen auf diesen Aspekt beim Tunnelprozeß in dünnen Schichten hin. Für die folgende Abschätzung des FEJ(d) schließen wir uns den Überlegungen von /45/ an.

Die Lebensdauer $\tau = \tau_v + \tau_o$ eines Zustandes hängt in der Schicht außer von Volumeneinflüssen (τ_v) wie im entsprechenden Festkörper vor allem damit zusammen, daß an der Oberfläche ein Teil $1-p$ der Elektronen diffus in andere Zustände gestreut wird. Der Volumenterm τ_v wird in sehr dünnen Schichten neben dem Oberflächenterm τ_o keine besondere Rolle spielen. Für τ_o versuchen JAKLEVIC und LAMBE /45/ folgende Näherung:

$$(4.6) \quad \frac{1}{\tau_o} = \frac{1-p}{p} \cdot 2 \cdot z_o(\varepsilon_1(d)) = \frac{1-p}{p} \cdot \frac{2}{d} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_1(d)}{2m_o}}.$$

Ein interessanter Aspekt bei dieser Wahl von τ_o ist, daß bei konstantem p τ_o für kleinere Schichtdicken kürzer wird und so nach der Unschärferelation zu einer größeren Energieverbreiterung $\Delta(\varepsilon_1(d)) \approx \hbar/\tau_o$ führt. Unter der Voraussetzung, p sei unabhängig von d , wurde angenommen, daß die $N_1(E_F(d), d)$ Elektronen, die alle denselben Energieanteil $\varepsilon_1(d)$ in Bezug auf die Impulskomponente senkrecht zur Oberfläche haben, nun nach einer Gaußverteilung um

$\varepsilon_1(d)$ mit einer Halbwertsbreite $\Delta(\varepsilon_1(d))$ verteilt sind. Man erhält für FEJ(d) dann den Ausdruck:

$$(4.7) \quad \text{FEJ}(d) = e \sum_{i=1}^{i=n} \frac{2}{\Delta(\varepsilon_1(d)) \sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} \exp \frac{-2(E'_1 - \varepsilon_1(d))^2}{[\Delta(\varepsilon_1(d))]^2} \cdot \\ \cdot \frac{N_1(E_F(d), d)}{L^2} Z_0(E'_1, d) \cdot D_T(E'_1) dE'_1.$$

Für den willkürlich gewählten Wert $p = 0.66$ ist in der Abbildung 17 FEJ(d) logarithmisch gegen d aufgetragen. Die relativ große Energieverbreiterung $\Delta(\varepsilon_1(d)) \approx 0.1-0.3$ eV ($\tau_0 \approx 2-6 \cdot 10^{-15}$ s) für kleine d verändert die Struktur der FEJ(d)-Kennlinie nur wenig. Verglichen mit Abb. 16 sind die Amplituden für kleine Dicken um einige Größenordnungen niedriger, bei größeren Schichtdicken ab etwa 2.5 nm merkt man kaum mehr Unterschiede zwischen den beiden Kennlinien. Dieses Verhalten ist auf das zugrundegelegte Tunnelmodell zurückzuführen: Infolge der Energieverbreiterung tunneln Elektronen mit einem größeren Energieanteil E'_1 mit höherer, diejenigen mit einem kleineren E'_1 mit geringerer Wahrscheinlichkeit. Man findet deshalb bei kleinen d die FEJ(d)-Maxima verglichen mit Abb. 16 zu etwas höheren Werten verschoben, ansonsten ergibt sich bei dickeren Schichten im Mittel etwa dieselbe Tunnelwahrscheinlichkeit wie für die ideale Schicht. Die relativ geringen Unterschiede zwischen den Abb. 17 und 16 sollen jedoch nicht zu dem Schluß verleiten, daß in der FEJ(d)-Kurve ein QSE immer sehr strukturiert auftritt. In diesem Beispiel wurde mit $p = 0.66$ ein, verglichen mit experimentell ermittelten, hoher Wert benutzt. Ein kleineres p führt gemäß Gl. (4.6) zu einem kürzeren τ_0 und einer stärkeren Energieverbreiterung, so daß verschiedene Energiebereiche $\Delta(\varepsilon_1(d))$ überlappen und zu einer merklichen Verschmierung der FEJ(d)-Kurve Anlaß geben können.

In der Feldemission aus massiven Emitttern kann man Aussagen über (richtungsabhängige) Werte der Austrittsarbeit relativ

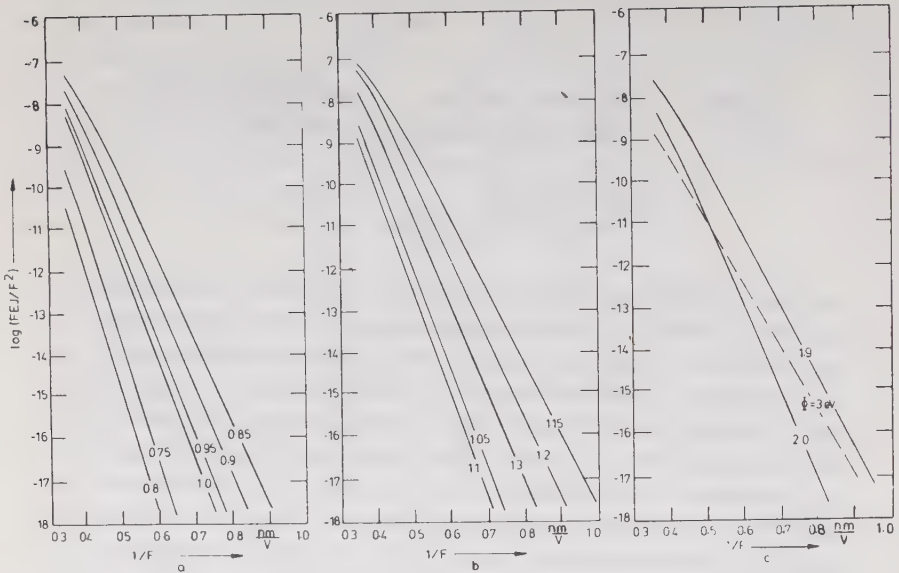


Abb. 18a-c: FOWLER-NORDHEIM-Plots für einige ausgewählte Schichtdicken der Metall-Modellschicht. Die Steigungen sind $\Phi_1(d)^{3/2}$ proportional. In Abb. 18c ist strichpunktiert der FNP für ein freies Elektronengas mit $\Phi = 3$ eV eingezeichnet. Schichtdicken sind in nm angegeben.

zu einem bekannten Wert von Φ erhalten, wenn man den Wert FEJ/F^2 in logarithmischem Maßstab umgekehrt proportional zur angelegten Feldstärke F aufträgt. Man erwartet in diesem sogenannten FOWLER-NORDHEIM-Plot (FNP) /106/ einen linearen Zusammenhang zwischen $\log(FEJ/F^2)$ und $1/F$, bis auf kleine Korrekturen, die von der Berücksichtigung des Bildkraftpotentials herrühren. Die Steigung der Geraden m_{FNP} hängt nur noch von der Austrittsarbeit Φ ab:

$$(4.8) \quad m_{FNP} = - \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m_0}}{\hbar e} v(y) \cdot \Phi^{3/2}.$$

Wir ermittelten nun auch für die Metall-Modellschicht die

zu erwartenden FNP unter Berücksichtigung des Bildkraftpotentials. Für einige Schichtdicken mit unterschiedlichen Austrittsarbeiten $\Phi_1(d)$ (Gl.(4.3)) sind FNP in der Abbildung 18 a-c wiedergegeben. Auch für die Modellschicht bleibt der lineare Zusammenhang zwischen $\log(\text{FEJ}(d)/F^2)$ und $1/F$ für nicht zu hohe Feldstärken erhalten. In der Abbildung 18c ist zum Vergleich die FOWLER-NORDHEIM-Kurve für ein freies Elektronengas mit der Austrittsarbeit $\Phi = 3 \text{ eV}$ strichpunktiert eingezeichnet.

5. EXPERIMENTELLES

5.1 ALLGEMEINES ZUR VERSUCHSDURCHFÜHRUNG

Die Experimente lassen sich etwa folgendermaßen aufteilen:

- a) Messungen des elektrischen Widerstandes in Abhängigkeit von der Schichtdicke an auf ebene Glas-und Glimmersubstrate aufgedampften Schichten
- b) Untersuchungen des Feldemissionsstromes in Abhängigkeit von der Schichtdicke und der angelegten Hochspannung U_G an bedampften Isolatorspitzen.

Es wurden Pd-, Au- und Sb-Schichten untersucht. Alle Experimente wurden in einer UHV-Bedampfungsanlage BA 350 U der Firma Balzers mit einem Turbomolekularpumpstand TVS 901 der Firma Pfeiffer durchgeführt. Der Restgasdruck im Rezipienten betrug, wenn nicht besonders erwähnt, 10^{-7} Pa und weniger. Einen schematischen Aufbau der Meßanordnung zeigt Abbildung 19. Im UHV-Rezipienten können Isolatorspitze und/oder ein ebenes Substrat über eine Kühlfalle mit flüssigem N_2 auf ca. 100 K abgekühlt werden. Übergangsmetallschichten wurden auf Substrate bzw. Glasspitzen aufgedampft, die auf ca. 100 K abgekühlt waren. 99.99 % reines Pd wurde von freitragenden Pd-Spiralen, 99.9 % reines Au und 99.999 % reines Sb aus

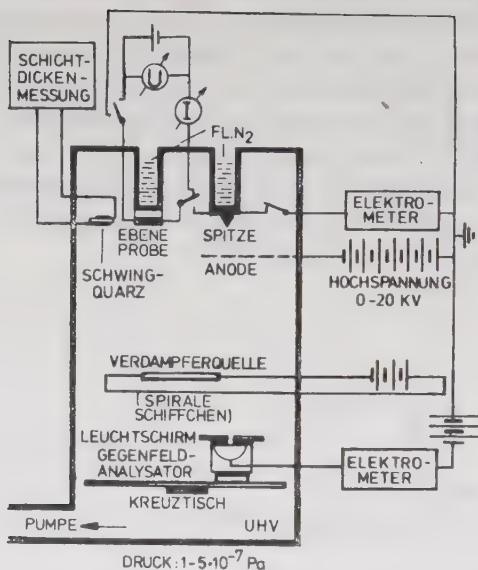


Abb. 19: Schematische Darstellung der Meßanordnung

Mo-Schiffchen verdampft. Zur Herstellung der Sb-Proben wurden die ebenen Substrate auf 340 K erwärmt, die Glasspitzen auf Zimmertemperatur gehalten. Die Schichten wurden in Schrittweiten zwischen 0.03 und 0.3 nm mit Bedampfungsraten von 0.01-0.05 nm/s aufgedampft.

Die mittlere Schichtdicke der Proben wurde aus der mittleren Massenbelegung errechnet, die mit Hilfe eines Quarzmeßkopfes QSK 114 U und dem Schichtdickenmeßgerät QSG 201 der Firma Balzers bestimmt worden war. WILCZEK /30/ verglich diese Dickenmessung mit optischen Schichtdickenbestimmungen und konnte zeigen, daß zumindest für ebene Proben innerhalb der Meßgenauigkeit auf dem Substrat und dem Schwingquarz gleich viel Materie kondensiert. Da wir keine Möglichkeit besitzen, die Schichtdicke auf den bedampften Isolatorspitzen zu messen, geben wir hier ebenfalls die mittlere Massenbelegung als Probendicke an. Diese Dickenangabe sollte nicht als ab-

solute Schichtdickenmessung für die Spitze angesehen werden. Denn selbst bei einer ideal abgerundeten Spitze werden aufgrund ihrer geometrischen Form im homogenen, parallelen Dampfstrahl Spitzenkalotte und -schaft unterschiedlich stark bedampft (vgl. Skizze in Abb.20a). Reale Spitzen werden bei der Feldemission in erster Linie an der Stelle mit dem kleinsten lokalen Krümmungsradius emittieren (vgl. Abb.20b). Die emittierende Fläche genau zu lokalisieren und ihre Dicke festzustellen, ist i.a. nicht möglich. Aus der Beobachtung von denselben Periodenlängen für den QSE in FEI- und Widerstandsmessungen kann man jedoch schließen, daß sich die Schichtdicken von auf ebenen Substraten und auf die Spitzenkalotte aufgedampften Schichten innerhalb der Meßgenauigkeit von $\pm 10\%$ nicht unterscheiden.

5.2. MESSUNG DES FELDEMISSIONSSTROMES

5.2.1. PRÄPARATION DER EMITTERSPITZEN

Aus einem Glaskügelchen, das auf einem $\varnothing 0.2$ mm dicken Mo-Draht angeschmolzen ist, wird eine feine Glasspitze gezogen und in Flußsäure die endgültige Spitzenform geätzt. Die Spitzenkalotte hat einen Durchmesser von einigen hundert nm. Als Kontaktschicht zwischen Mo-Schaft und der vordersten Spitzenkalotte wird Glanzgold 53 k/12 % der Firma Doduco auf die Glaskugel aufgebracht und bei 450°C eingebrannt. Taucht man zum Auftragen des Glanzgoldes die Spitze ganz in die Lösung, so bleibt wegen der großen Oberflächenspannung der Lösung die Spitzenkalotte unbenetzt, d.h. nach dem Einbrennen goldfrei. Es bildet sich entlang des Spitzenschaftes eine langsam ansteigende Au-Schicht aus (vgl. Abb.20c). Diese bisher nur im Lichtmikroskop (500-fache Vergrößerung) feststellbare Gestaltung des Au-Kontaktes bestätigt sich meist auch beim Hochspannungstest, der vor Beginn jeder Meßreihe mit der unbedampften Spitze unternommen wird, dadurch, daß selbst bei relativ hohen Gesamtspannungen (15 kV) die Glasspitzen in der Regel einen $\text{FEI} \leq 10^{-13}$ A emittieren. Man registriert jedoch bereits meßbare $\text{FEI} > 10^{-13}$ A, sobald

eine $d \approx 1$ nm dicke Metallschicht aufgedampft worden ist. Obwohl die Messung der Schichtdicke direkt auf der Glasspitze wegen des zu geringen Auflösungsvermögens selbst mit Hilfe eines Elektronenmikroskops nicht möglich ist, wäre die Abbildung der Spitzen im Rasterelektronenmikroskop aufschlußreich, um über die in Abb.20b lediglich skizzierte Form einer realen Spitze Aussagen machen zu können, z.B. über Vergratungen und Verätzungen und den Goldkontakt. Bisher mißlang jedoch die Beobachtung der Isolatorspitzen im Elektronenmikroskop bei hohen Vergrößerungen, da sich die Spitzen elektrostatisch aufluden. Sie sollte aber in Zukunft im institutseigenen Rasterelektronenmikroskop bei geeigneter Manipulation möglich werden.

5.2.2 AUFNAHME DER FELDEMISSIONSSTROM-KENNLINIEN IN ABHÄNGIGKEIT VON DER SCHICHTDICKE

Die Emitterspitzen werden in einem Stromkreis als Kathode geschaltet, zwischen Kathode und Anode eine genügend hohe Spannung U_G angelegt und der Gesamtemissionsstrom $FEI(d)$ mit einem Elektrometer 616 C der Firma Keithley (Maximalempfindlichkeit 10^{-15} A) in Abhängigkeit von der Schichtdicke registriert. Die stabilisierte Hochspannung zwischen 0 und 20 kV lieferte ein Hochspannungsversorgungsgerät der Firma CPS. Die an der Anode anliegende Spannung U_G wurde über einen Spannungsteiler gemessen. Die für eine bestimmte Probe verwendeten Hochspannungen wurden so angepaßt, daß bei sehr kleinen Schichtdicken $d \approx 1$ nm gerade $FEI \approx 10^{-13}$ A durch die Probe flossen. Sorgfältige Abschirmung von Meßgeräten, Zuleitungen und UHV-Durchführungen ermöglichten in diesem Strombereich noch relativ sichere Messungen. Die Wahl möglichst niedriger Spannungen ist aus zwei Gründen notwendig und sinnvoll:

- a) Die auf die Spitze aufgedampfte Schicht wird unter der Belastung durch die hohen elektrischen Felder von einigen 10^7 V/cm leicht zerstört. Der statische Zug in Normalenrichtung zur Schichtoberfläche $\vec{p}_1 = \epsilon_0 \vec{F}$ beträgt für

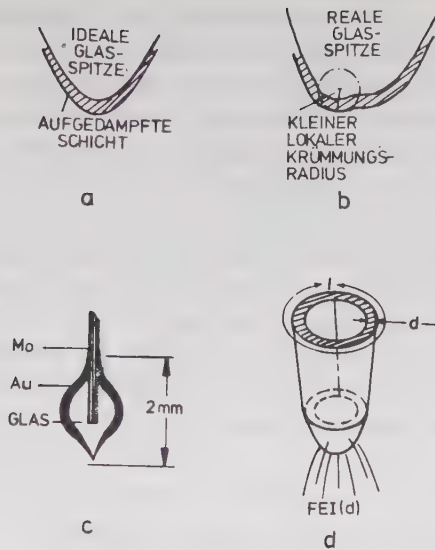


Abb. 20a: Skizze der Schichtdickenverteilung auf einer idealen abgerundeten Glasspitze bei senkrechter Bedampfung von unten

20b: Skizze der Schichtdickenverteilung auf einer realen Glasspitze; größte Emissionswahrscheinlichkeit am Ort des kleinsten lokalen Krümmungsradius

20c: Schematische Darstellung der Kontaktierung der Glasspitze

20d: Skizze zu den Überlegungen in 5.2.2.

$F = 2 \cdot 10^7$ V/cm immerhin 10^7 Pa. Dies ist ein Grund dafür, daß viele Versuchsreihen bei $d = 5-6$ nm enden. Bei größeren Dicken waren die Schichten nicht stabil genug und wurden beim Anlegen der Hochspannung oft von der Glasspitze abgerissen.

- b) Die Stromdichte J_s in der Schicht sollte nicht zu hohe Werte annehmen, damit nicht durch zu starke Stromstärken I_s die Schicht zerstört wird (vgl. Abb.20d). In ei-

dem Oberflächenbereich der Schicht der Dicke d werde aus der Kalotte der FEI(d) emittiert. Der Ladungsträgernachschub geschieht im günstigsten Falle über den gesamten Rand des Spitzenschaftes mit dem Querschnitt $q = l \cdot d$; l sei der Umfang des Schaftes. Dies bewirkt in der Schicht mindestens eine mittlere Stromdichte:

$$(5.1) \quad J_s = \frac{FEI(d)}{ld};$$

Wählt man zu hohe Spannungen U_G bzw. Felder F , dann können te gerade in den dünnsten Schichten die zu hohe Strombelastung zu ihrer Zerstörung führen.

Der Feldemissionsstrom wird nach jedem Aufdampfen erst notiert, wenn er sich über längere Zeit (60-120 s bei kleinen, 10-30 s bei größeren Schichtdicken) nicht ändert.

5.2.3. ENERGIEANALYSE UND UNGELÖSTE PROBLEME

Eine Energieanalyse des FEI(d) in Abhängigkeit von der Emissionsrichtung und der Energie sollte ein guter Test sein, um die Voraussagen über das Verhalten der Zustandsdichte in der Umgebung der Fermienergie (siehe Abschnitt 2.2) zu überprüfen. Zu diesem Zweck wurde eine Kreutztschanordnung in den Rezipienten gebaut, mit der es möglich ist, über zwei Drehdurchführungen einen Leuchtschirm mit Energieanalysator in alle Richtungen um ± 8 cm mit 0.3 mm Genauigkeit zu verschieben. Mit Hilfe dieser Konstruktion kann die Emissionscharakteristik eines Feldemitters direkt ausgemessen werden; man braucht nicht wie bei anderen Analysatorsystemen /111/ mit Magnetfeldern Teilbündel des Elektronenstrahls auf die Öffnung des Analysators abbilden. Der auf Hochspannung liegende Leuchtschirm wurde so groß dimensioniert ($\varnothing$ 10 cm), daß bei seiner Bewegung das Emissionsbild nicht gestört oder verändert wird. In der Mitte des Leuchtschirms befindet sich eine Öffnung, unterhalb derer der Energieanalysator montiert

ist. Er wurde als Gegenfeldanalysator gebaut, wie er von VAN OOSTRUM /112/ beschrieben wurde.

Der Energieanalysator konnte bisher für die Untersuchungen des FEI aus dünnen Schichten noch nicht verwendet werden: Wie sich bei der Auswertung der FEI(d)-Kennlinien herausstellen wird, kann sich das Potential der Spitze mit der Schichtdicke bis zu 50 % ändern. Eine Energieanalyse des FEI(d) verlangt jedoch, daß emittierende Fläche der Spitze und die Elektrode des Analysators auf gleiches Potential gebracht werden können. Es war bisher nicht möglich, das Potential der Spitzenkalotte für die jeweilige Schichtdicke und Gesamtspannung genau genug zu bestimmen, um anschließend auch dem Analysator das entsprechende Potential geben zu können.

5.3. MESSUNG DES ELEKTRISCHEN WIDERSTANDES IN ABHÄNGIGKEIT VON DER SCHICHTDICKE

Die Ausführung des Probenhalters für ebene Substrate ist in der Abbildung 21 schematisch skizziert. Die Meßanordnung und das Meßverfahren ist bei WILCZEK /30/ ausführlich beschrieben. Die Schichten können für Sb bei fortdauernder Kühlung des Halters mit flüssigem N_2 mittels einer Heizwicklung auf die Aufdampftemperatur (340 K) erwärmt werden. Die Temperatur wird über einen Pt-Widerstand gemessen. Als Substrat dienen Glimmerspaltflächen; auf ihnen werden zwei dünne Au-Schichten als Kontakte eingebrannt. Der Widerstand der Kontakte liegt in der Größenordnung 1Ω . Die Bedampfungsmaske gestattete, rechteckige Schichten mit einer Fläche von $0.8 \times 0.2 \text{ cm}^2$ über die Kontakte zu dampfen. Der Widerstand der Schicht wurde in Längsrichtung der Probe ermittelt. Dazu wurde die Stromstärke innerhalb von 2-3 Größenordnungen variiert und der jeweilige Spannungsabfall ermittelt. Die Stromrichtung wurde kommutiert, um im Stromkreis auftretende Thermospannungen eliminieren zu können. Bei einigen

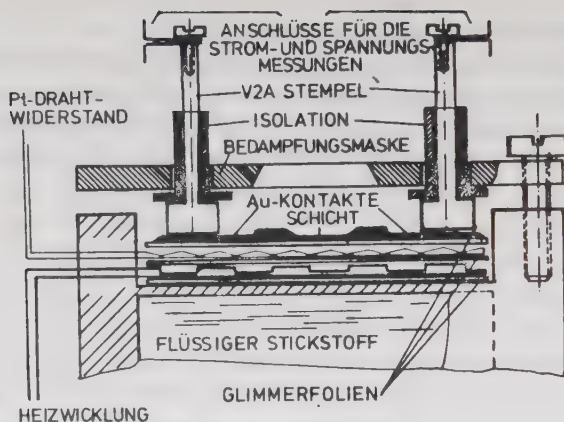


Abb. 21: Schematischer Aufbau des Probenhalters zur Untersuchung des Widerstandes ebener aufgedampfter Schichten

Proben wurde der Widerstand direkt mit einem als Ohmmeter geschalteten Elektrometer 616 C der Firma Keithley (Genauigkeit $\pm 3\%$) gemessen.

Der spezifische Widerstand $\varrho(d)$ wurde aus dem gemessenen Widerstand $R(d)$ nach der Beziehung

$$(5.2) \quad \varrho(d) = R(d) \frac{b_s}{l_s} d$$

berechnet. b_s/l_s gibt das Verhältnis von Breite zu Länge der Schicht an. d ist die aus der mittleren Massenbelegung bestimmte über die Schicht gemittelte Schichtdicke. Der Fehler bei der Messung von $R(d)$ beträgt aufgrund der Genauigkeit von Strom- und Spannungsmessung etwa 1.5% .

6. DER QUANTUM SIZE EFFEKT - EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE
IN SEHR DÜNNEN Pd-SCHICHTEN

6.1. ERWARTUNGEN UND EXPERIMENTELLE WIRKLICHKEIT

6.1.1 SPEZIFISCHER WIDERSTAND IN ABHÄNGIGKEIT VON DER
SCHICHTDICKE

Nach den Abschätzungen des QSE auf die spezifische Leitfähigkeit (Kap.3) sollten in Widerstandskurven kurzperiodische Schwankungen mit kleinen Amplituden in Abhängigkeit von der Schichtdicke sichtbar werden. Diese Oszillationen sind in den allerdünnsten Schichten und in den dickeren Proben ($d \approx 1_0$) u.U. durch zwei verschiedene, ebenfalls d-abhängige Leitungsmechanismen überdeckt:

- a) In Inseln kommt als Leitungsmechanismus Tunneln der Elektronen von Insel zu Insel in Frage, wie er von NIFFONTOFF /113,114/ und MAYER et al./115/ betrachtet wurde. Als typischen Size Effekt zeigen solche Schichten einen exponentiellen Abfall im Widerstand mit wachsendem d.
- b) In dickeren Schichten ($d \approx 1_0$) wirkt der klassische Size Effekt dem Einfluß des QSE entgegen.

Das Beispiel dreier Kennlinien des spezifischen Widerstandes $\varrho(d)$ von Pd-Schichten in Abbildung 22 macht dies deutlich. Die Proben wurden mit verschiedenen Bedampfungsraten unter sonst gleichen Bedingungen auf gekühlte Glasträger aufgedampft. Die $\varrho(d)$ -Kurven sind in logarithmischem Maßstab gegen d aufgetragen. Alle drei Kennlinien zeigen bis $d = 2$ nm eine exponentielle Abnahme von $\varrho(d)$ um mehrere Größenordnungen⁺⁾ . Von periodischen Schwankungen ist in diesem Teil der Kennlinien nichts zu erkennen. Der Verlauf der $\varrho(d)$ -Kurven ab $d = 2$ nm läßt sich bei geeigneter Wahl des Parameters p durch die FUCHS-SONDHEIMER-Beziehung (Gl.(3.1)) beschreiben.

+) Diese Daten lassen sich gut mit den Ergebnissen vergleichen, die NEUGEBAUER und WEBB /116/ an Pt-Schichten erhielten. Sie konnten zeigen, daß in diesem Schichtdickenbereich der Elektronentransport durch Tunnelleitung vonstattengeht.

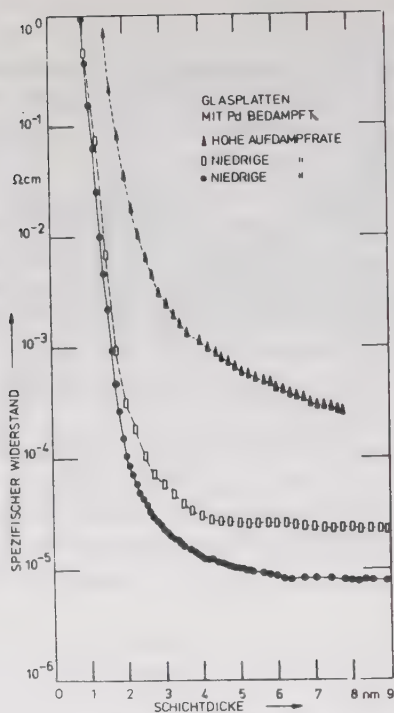


Abb. 22: Kennlinien des spezifischen Widerstandes $\varrho(d)$ dreier auf ebene Glasträger gedampfter Pd-Schichten in Abhängigkeit von der Schichtdicke

In den beiden unteren Kurven ●● und □□ erreicht der spezifische Widerstand den Wert des entsprechenden Festkörpers $\varrho(d \rightarrow \infty)$ etwa bei $d = 7$ nm. In der Kurve ▲▲ sinkt $\varrho(d)$ noch weiter mit d ab. In diesem Dickenbereich sollte sich der QSE noch auswirken. Untersucht man die drei Kurven auf kurzperiodische Schwankungen von ca. 0.3 nm, so findet man keine.

Diese drei Kurven zeigen die typische Situation in der Physik dünner Schichten auf: Ergebnisse sind selbst dann nur schwer reproduzierbar, wenn man versucht, alle kontrollierbaren Parameter wie Vakuum, Temperatur des Substrats und Bedampfungsrate möglichst konstant zu halten. Die beiden

Kennlinien ●● und □□ wurden unter denselben Bedingungen aufgenommen; sie unterscheiden sich aber dennoch um einen Faktor 2 im Endwert von $\varphi(d)$. Variiert man dagegen einen Parameter nur ein wenig - im Versuch wurde bei der Meßreihe ▲▲ die Aufdampfrate gegenüber den beiden anderen etwas erhöht -, so kann sich der Verlauf von $\varphi(d)$ erheblich ändern. ▲▲ zeigt für alle Schichtdicken einen mindestens um einen Faktor zehn höheren Wert von $\varphi(d)$.

Widerstandskurven werden im folgenden nicht mehr getrennt besprochen, sondern ad hoc bei der Diskussion der jeweiligen Feldemissionsstrom-Kennlinien zum Vergleich herangezogen.

6.1.2. EINE TYPISCHE EXPERIMENTELLE FELDEMISSIONSSTROM-KENNLINIE

Nimmt man den FEI(d) aus einer bedampften Glasspitze in Abhängigkeit von der Schichtdicke bei einer bestimmten Gesamtspannung U_G auf, so erhält man i.a. einen Kurvenverlauf wie er in der Abbildung 23 für eine Pd-Probe ($U_G = 7875$ V) wiedergegeben ist. Im Gegensatz zu den aufgrund der Modellrechnungen erwarteten Oszillationen des FEI(d) um den entsprechenden Festkörperwert bei allen Schichtdicken ergibt das Experiment, daß in einem Dickenbereich von etwa 1.5 nm der FEI(d) von 10^{-13} A auf 10^{-8} A ansteigt und im Anschluß daran eine Art "Sättigung" erreicht. Auf dem Anstieg ist eine Schulter zwischen 0.8 und 1.2 nm, ein Peak zwischen 1.2 und 1.5 nm und nochmals eine Schulter zwischen 1.6 und 1.9 nm zu erkennen. Im "Sättigungsbereich" findet man drei periodische Schwankungen mit einer mittleren Periodenlänge von $\lambda = 0.3$ nm und einer viel kleineren Amplitude als nach den Abschätzungen im Kapitel 4 zu erwarten ist.

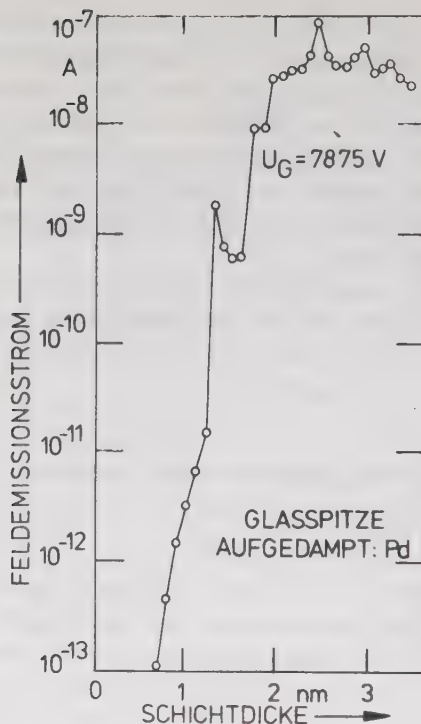


Abb. 23: Typische Feldemissionsstrom-Kennlinie einer mit Pd bedampften Glasspitze ($U_G = 7875 \text{ V}$):

6.1.3 UNTERSCHIEDE ZWISCHEN DER FEJ(d)-KENNLINIE UND DEN EXPERIMENTELL GEFUNDENEN FEI(d)-KENNLINIEN

Im Vorgiff sind einige qualitative Ergebnisse aus Feldemissionsexperimenten, die wir unter Variation von Schichtdicke und Gesamtspannung erhielten in Form eines groben Überblicks in Tabelle 2 zusammengestellt. In dem Überblick sind auch die wesentlichen Diskrepanzen zwischen den Strukturen der FEJ(d)-Kennlinien der Metall-Modellschicht und der experimentell beobachteten FEI(d)-Kurven und ihre Ursachen aufgeschlüsselt.

STRUKTUR DER KENNLINIE				
	FEJ(d) der Modellschicht für Schichtdicke		FEI(d) der Pd-Schicht für Schichtdicke	
	kleine	große	kleine	große
Änderung der Schichtdicke d	Oszillationen um einen fe- sten Wert $FEJ(d \rightarrow \infty)$; sehr hohe hohe Ampli- Amplitude; tude; Verstärkung des QSE durch Tunneleffekt		"steiler Anstieg" Schultern in regelmä- sigen Abständen; sehr kleine Amplitude; d-abhängiger Spannungs- abfall über der Schicht i.w. Einfluß des QSE über den Schichtwider- stand	
	Ursache		"Sättigungsgebiet" periodische Schwan- kungen; kleine Amplitude; i.w. Verstärkung des QSE durch den Tunnel- effekt	
Änderung der Gesamtspan- nung U_G	keine Änderung der Struktur; Verschiebung der Kennlinie parallel zur Ordinate je nach $FEJ(d \rightarrow \infty)$ U_G		Kennlinien liegen dicht beisammen; Schultern bei hohen Gesamtspannungen weni- ger deutlich sichtbar (vgl. z.B. Abb.25) u.U. Wechsel von FEI-Maximum zu -Minimum und umgekehrt	
Ursache			Emission aus verschiedenen großen Bereichen der Spitze; Änderung der mittleren Austrittsarbeit	

Tab. 2: Überblick über die Strukturen der FEJ(d)- und FEI(d)-Kennlinien

6.2. PERIODENLÄNGE IN Pd-SCHICHTEN

6.2.1 ABSCHÄTZUNG DER ZU ERWARTENDEN PERIODENLÄNGE

Pd				
Elektronenkonfiguration $4d^{10}$		Austrittsarbeit 4.99 eV		
Gitterkonstante 0.388 nm		Dichte 12.0 g/cm ³		
Autor	E_F (eV)	$\vec{k}_F$ (nm ⁻¹)	$\frac{N_{eF}}{(\text{Atom eV})}$	λ (nm)
ANDERSON	7.57	14.1		0.223
/67/ (T)			2.35	0.211
TEWARI	6.93	13.5		0.232
/78/ (T)			1.84	0.227
GEGUZIN et al	6.11	12.7		0.248
/110/ (T)			1.85	0.227
MUELLER et al	7.06	13.8		0.230
/111/ (T)			2.28	0.211
		Richtung		
VULLEMIN,		10.2	[100] 0.209 ⁺	0.310
PRIESTLEY		11.1	[111] 0.196 ⁺	0.290
/112/ (E)		8.5	[110] 0.250 ⁺	0.370
		8.5	[211] 0.250 ⁺	0.370
WINDMILLER	7.95	14,4	[100]	0.217
et.al.	5.79	12.3	[110]	0.250
/113/ (E)	8.07	14.5	[111]	0.216
MUELLER	7.42	14.0	[100]	0.225
et al.	5.69	12.2	[110]	0.257
/114/ (E)	7.72	14.2	[111]	0.220
+) mit Enhancement-Faktor 2.2 berechnet				

Tab. 3: Theoretisch (T) und experimentell (E) bestimmte Werte für E_F , $\vec{k}_F$, N_{eF} und die daraus mit dem Enhancement-Faktor 1 berechneten Periodenlängen $\lambda \approx \lambda_F/2$ für den QSE bei Pd

Die Modellrechnungen in Kap.2 ergeben in erster Näherung für die zu erwartende Periodenlänge der QSE-Oszillationen $\lambda = \lambda_F/2$ (Gl.(2.34)). Als Orientierungshilfe dafür, welche Periodenlänge man in Pd-Proben erwarten kann, sind in der Tabelle 3 einige Werte für λ zusammengestellt, die sich in obiger Näherung aus den in der Literatur angegebenen Daten für die Fermienergie $E_F(d \rightarrow \infty)$, den Wellenvektor $\vec{k}_F(d \rightarrow \infty)$ oder die Zustandsdichte $N(E_F(d \rightarrow \infty), d \rightarrow \infty)$ von massivem Pd ergeben. Dabei wurde für die Elektronenmasse der Enhancementfaktor 1 angenommen. Nach dieser Abschätzung liegen viele λ -Werte in der Nähe von 0.22 nm.

Der Verzicht auf einen von 1 abweichenden Enhancementfaktor und damit der Verzicht auf eine Manipulation der Periodenlänge hat folgenden Grund: Einen bestimmten Faktor anzugeben, ist ohnehin nur für saubere, orientierte Flächen möglich; die Wechselwirkung der Elektronen mit der Schichtoberfläche hat sicherlich einen Einfluß auf ihn. Dies ist aber bisher noch nicht untersucht worden. DIONNE und RHODIN /8/ erhalten für ihn einen Wert knapp unterhalb 1 aus der Energieanalyse des FEI massiver Pd-Spitzen.

Die λ -Werte in der Tabelle sind wahrscheinlich ziemlich realistisch abgeschätzt, da der Fermikörper für Elektronenzustände in Pd aus einem großen geschlossenen, kugelförmigen Körper mit kleinen Ausbuchtungen besteht der um den Γ -Punkt in der ersten Brillouinzone zentriert ist /12/, d.h. der Fermikörper weist starke Ähnlichkeiten mit dem des freien Elektronengases auf.

6.2.2 EXPERIMENTELL ZU BEOBACHTENDE PERIODENLÄNGEN

Um eine so kurze Periodenlänge von $\lambda = 0.2$ nm experimentell auflösen zu wollen, muß die Bedampfungsschrittweite w sehr klein gewählt werden.

In der Abbildung 24 sind in logarithmischem Maßstab $FEI(d)$ -

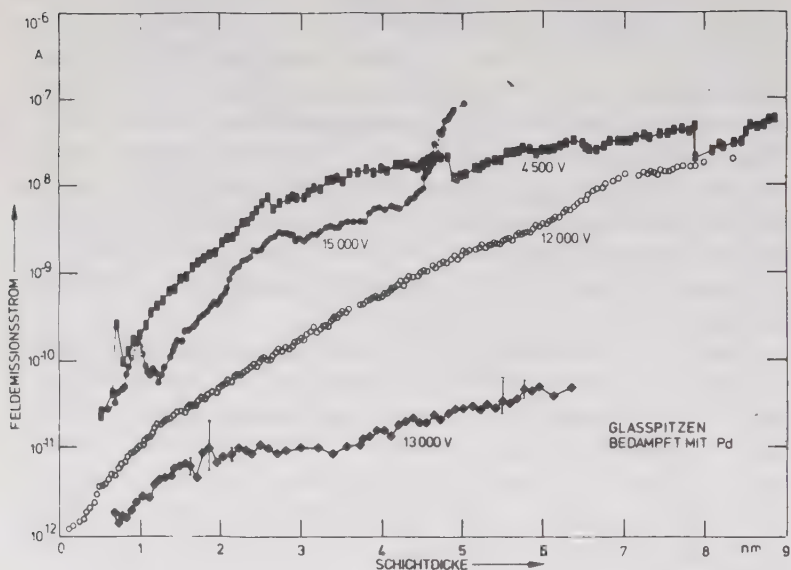


Abb. 24: Feldemissionsstrom-Kennlinien in Abhängigkeit von der Schichtdicke von vier mit Pd bedampften Glasspitzen bei unterschiedlicher Bedampfungsschrittweite.

Restgasdruck $p < 5 \cdot 10^{-8}$ Pa.

Kennlinien von vier Pd-Proben eingezeichnet (Parameter ist die jeweils verwendete Gesamtspannung U_G , die bei einem Druck $\leq 5 \cdot 10^{-8}$ Pa mit unterschiedlichen Bedampfungsschrittweiten w auf Glasspitzen aufgedampft wurden ⁺⁾ : Kurve ●●● ist deuthlichkeitshalber in bezug auf die Ordinate um einen Faktor 10 nach oben versetzt eingetragen.

Für die Kennlinien ♦♦♦ und ■■■ betrug w durchschnittlich

⁺⁾ Die Fehler in der FEI-Messung sind normalerweise kleiner als die Größe der Symbole für die Meßpunkte. Zusätzliche Fehlerbalken weisen darauf hin, daß bei diesen Schichtdicken entsprechend hohe Strominstabilitäten beobachtet wurden.

0.07 nm. Auf ihnen erkennt man, teils nur als Schultern ausgebildet, FEI(d)-Schwankungen mit einer mittleren Periodenlänge von $\lambda \approx 0.3$ nm. Im mittleren Bereich der Kurve ♦♦♦ mit $w \approx 0.14$ nm kann man nur noch die doppelte Periodenlänge herauslesen.

Kurve ●●● ist mit einer mittleren Schrittweite $w = 0.035$ nm aufgenommen. Faßt man in ihr die sehr "deutlich" sichtbaren Minima zusammen, so errechnet sich eine mittlere Periodenlänge von etwa 0.4 nm. Läßt man auch weniger ausgeprägte FEI(d)-Änderungen als Minima gelten, so kann man auch auf halb so hohe Werte ($\lambda \approx 0.2$ nm) kommen.

Die Schrittweite w wurde für die Kennlinie ooo bis fast an die Grenze des Auflösungsvermögens des Schwingquarzes, nämlich auf $w = 0.025$ nm reduziert. Auf der FEI(d)-Kurve sind nun viele kleine Schwankungen mit einer Periodenlänge von $\lambda \approx 0.2$ nm und einer ziemlich konstanten Amplitude überlagert.

Ein Vergleich dieser vier Kennlinien ergibt: Bei sehr kleinen Schrittweiten w werden anscheinend im FEI(d) Schwankungen sichtbar, deren Periodizität mit den Abschätzungen für λ übereinstimmt. Ihre Amplituden sind jedoch minimal. Größere Schrittweiten führen anscheinend zu Oszillationen mit etwas höheren Amplituden, aber auch größeren Periodenlängen.

Dem FEI(d) sind ohne Zweifel statistische Unregelmäßigkeiten überlagert. Sie können z.B. von einzelnen Atomen verursacht sein, die sich an exponierten Plätzen (kleiner Krümmungsradius und daher große Tunnelwahrscheinlichkeit) befinden. Bei sehr niedrigen Bedampfungsschrittweiten werden auch die periodischen FEI(d)-Schwankungen nicht mehr eindeutig nur den QSE-Oszillationen zuzuordnen sein.

Die Messung des FEI(d) erlaubt kein kontinuierliches Aufdampfen der Schichten, da bei anliegender Hochspannung sonst die auf das Substrat auftreffenden Metallionen die bereits vorhandene Schicht abspalten. Da zwischen den einzelnen Bedampfungen mindestens 120 s verstreichen, um den FEI(d) zu registrieren, wirkt sich die lange Meßzeit trotz des niedrigen Restgasdruckes ungünstig auf die Reinheit aller Proben

aus, vor allem aber jener, deren Dicke in sehr kleinen Schritten variiert wird.

Außerdem ist nicht auszuschließen, daß die zu Beginn der Meßreihe festgelegte Gesamtspannung U_G nicht zu groß oder zu klein gewählt wurde. D.h. die emittierende Fläche kann schon aus Gebieten recht unterschiedlicher Schichtdicke bestehen, so daß man den erwarteten Einfluß des QSE in Abhängigkeit von der Dicke nicht mehr deutlich im FEI(d) verfolgen kann, beziehungsweise kann die emittierende Fläche so klein sein, daß die oben erwähnten statistischen Unregelmäßigkeiten die entscheidende Rolle spielen können.

Aus diesen Überlegungen heraus wurden im folgenden die Schichten bei mittleren Bedampfungsschrittweiten hergestellt und die FEI(d)-Kennlinien jeweils bei verschiedenen Gesamtspannungen aufgenommen.

6.3 AUSWIRKUNGEN DES QSE IM FELDEMISSIONSSTROM BEI VERSCHIEDENEN GESAMTSPANNUNGEN

6.3.1 EIN TYPISCHES BEISPIEL

Ein typisches Beispiel für das Verhalten des FEI(d) in Abhängigkeit von der angelegten Gesamtspannung U_G zeigt die Abbildung 25. Der FEI(d) nimmt für alle Gesamtspannungen innerhalb weniger 0.1 nm um etwa vier Größenordnungen zu. Auf diesen steilen Anstiegen sind in Abständen von 0.3 nm Schultern ausgebildet. Sie treten bei allen fünf Kennlinien bei derselben Schichtdicken auf. Mit wachsendem d verbreitert sich der Abstand in Ordinatenrichtung zwischen oberster und unterster Kennlinie. Die bei niedrigen Gesamtspannungen aufgenommenen Kennlinien erreichen bald eine Art Sättigungswert; die Kurven □□□ (4500 V) und ■■■ (6730 V) zeigen nun sehr starke Oszillationen mit Amplituden von zwei bis drei Zehnerpotenzen in Abständen von 0.3 - 0.4 nm. Bei höheren Spannungen verschwinden in den Kurven ○○○ (7875 V), ▲▲▲ (9000 V) und ●●● (10500 V) diese ausgeprägten FEI(d)-Schwankungen. Dafür sind regelmäßige

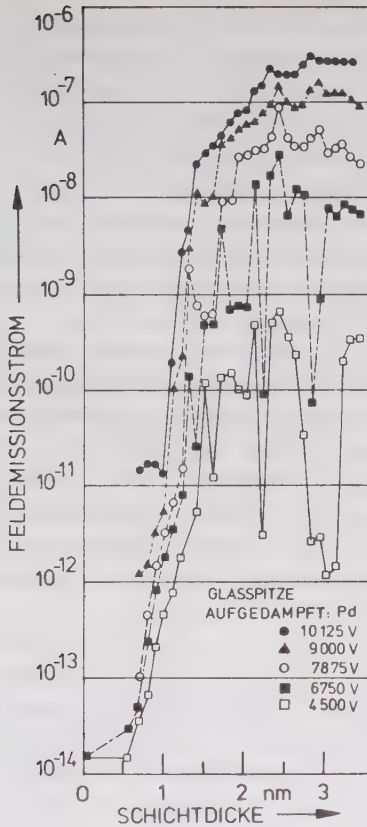


Abb. 25: Feldemissionsstrom-Kennlinien einer auf eine Glaspitze aufgedampften Pd-Schicht in Abhängigkeit von der Schichtdicke. Parameter ist die angelegte Gesamtspannung U_G .

Oszillationen mit ähnlicher Amplitude wie bei den Kurven $\blacklozenge\blacklozenge$ und $\blacksquare\blacksquare\blacksquare$ in Abb.24 zu sehen. Sie treten mit steigender Hochspannung immer weniger markant hervor.

Die beiden unterschiedlichen Charakteristiken im Sättigungsbereich sind auf die große Gesamtspannungsvariation zwischen 4500 und 10500 V zurückzuführen: Bei kleinen U_G mißt man einen

FEI(d), der aus einer kleinen Fläche mit einer wahrscheinlich relativ konstanten Schichtdicke emittiert wird. Die Periodenlänge und die Amplitude der FEI(d)-Schwankungen stimmt deshalb qualitativ gut mit den Modellrechnungen überein. Bei höheren Gesamtspannungen erhöht sich nicht nur die Tunnelwahrscheinlichkeit, sondern auch die emittierende Fläche auf der Spitze. Die Oszillationen im FEI(d) mit den niedrigen Amplituden kommen jetzt dadurch zustande, daß sich FEI(d)-Beiträge aus kleinen Bereichen oder Inseln mit etwas unterschiedlichen Dicken und Austrittsarbeiten zum beobachteten Gesamtemissionsstrom überlagern.

Unter der Annahme, daß selbst bei relativ hohen Feldstärken nur der vordere Bereich der Spitze emittiert und -abgesehen von den oben erwähnten statistischen Schwankungen- mit gleicher lokaler Kondensationsrate bedampft wird, wird die resultierende Periodenlänge λ diejenige sein, die wir im Rahmen unserer Schichtdickenmeßgenauigkeit für Pd ermitteln können. Angenommen, es tragen zum FEI(d) in großem Maße Ströme aus Schichtbereichen bei, die systematisch weniger intensiv bedampft werden, z.B. auf dem Spitzenschaft, so ändern sich zwar die Schichteigenschaften, etwa der Widerstand, nach Maßgabe des QSE mit der der Pd-Probe zugeordneten Periodenlänge, aber in bezug auf die von uns gewählte Dickenangabe auf der Abszisse (mittlere Massenbelegung auf der Spitzenkalotte) mit einer systematisch davon abweichenden, nämlich einer zu großen Periodenlänge. Da sich nach den Modellrechnungen der QSE in der Feldemission wesentlich stärker als im Widerstand bemerkbar macht, ist anzunehmen, daß sich in den Schwankungen des FEI(d) i.w. die elektronischen Eigenschaften der Schicht auf der Kalotte auswirken, und die gemessene Periodenlänge der in einer solchen Schicht tatsächlich auftretenden entspricht.

Die im FEI(d) beobachteten Schwankungen müssen jedoch nicht streng periodisch sein, da beim Bedampfen diejenigen Schichtdicken, bei denen ein maximaler oder minimaler Strom emittiert werden kann, höchstens zufällig realisiert werden können. Unter diesem Gesichtspunkt können die bei niedrigen Gesamtspannungen aufgenommenen Kennlinien $\square\square\square$ und $\blacksquare\square\square$ allein auf

der Grundlage des QSE interpretiert werden: zwar folgen die FEI(d)-Schwankungen nicht periodisch aufeinander, aber es werden so hohe Amplituden beobachtet, wie man sie nach den Abschätzungen in Abschnitt 4 erwarten würde.

Gegen eine zu optimistische Deutung der Strukturen von Kennlinien, die zu besonders niedrigen Gesamtspannungen gehören, mittels des QSE kann eingewendet werden, daß sich bei der Emission aus einem sehr kleinen Schichtbereich die Austrittsarbeit und damit der Feldemissionsstrom erheblich ändern können, wenn sich einzelne Atome exponiert in diesem Gebiet anlagern oder durch Oberflächenwanderung ihre Lage wechseln. Spitzen im FEI(d) wie bei $d = 1.5$ und 2.1 nm in Kurve 111 können unter Umständen auch durch einen solchen Prozeß verursacht sein.

6.3.2 INFORMATIONEN AUS DEN FOWLER-NORDHEIM-KURVEN

Aus der Tatsache, daß sich in Abb.25 für Gesamtspannungen $U_G > 7875$ V eine andere charakteristische Form von FEI(d)-Kennlinien herausbildete, zu schließen, die Spitze emittiere jeweils innerhalb eines bestimmten Hochspannungsintervalles aus einer i.w. konstant bleibenden Fläche, ist wegen der wenigen zum Vergleich herangezogenen Kennlinien nicht möglich.

Um diese Vermutung zu stützen, wurde der FEI für viele Spannungswerte registriert. In Abschnitt 4.2 wurde bereits gezeigt, daß auch in dünnen Schichten zwischen $\log(\text{FEJ}(d)/F^2)$ und $1/F$ eine lineare Beziehung für nicht zu hohe Feldstärken existiert. Im Experiment wird jedoch die Stromstärke FEI(d) als Funktion der Emitterspannung U_E zwischen Emitteroberfläche und Anode gemessen. Die Größen FEJ(d) und F stehen zu FEI(d) und U_E in folgender Relation

$$(6.1) \quad \text{FEI}(d) = A \cdot \text{FEJ}(d); \quad U_E = \frac{F}{\sqrt{3}};$$

A ist die emittierende Oberfläche, β ist ein Geometriefaktor mit der Dimension (Länge)⁻¹, der durch die Form des Emitters und die andere(n) Elektrode(n) bestimmt ist. Ersetzt man F und FEJ(d) in Gl.(4.5), dann erhält man

$$(6.2) \quad \text{FEI}(d) = eA \cdot \sum_{i=1}^{i=n} z_o(\mathcal{E}_1(d)) \cdot \frac{N_1(E_F(d), d)}{L^2} \cdot \exp \left[- \frac{4 \sqrt{2m_o} \Phi_1^3(d)}{3eh\beta U_E} \cdot v(y) \right]$$

$$y = \frac{\sqrt{e^3 \beta U_E}}{\Phi_1(d)} ;$$

Der lineare Zusammenhang zwischen $\log(\text{FEI}(d)/U_E^2)$ und $1/U_E$ bleibt bestehen, solange sich A und β nicht ändern. Die Steigung der Kurve ist bis auf eine Konstante ein Maß für die mittlere Austrittsarbeit $\Phi_i^{3/2}/\beta$. Eine solche Auftragung des FEI bezeichnet man ebenfalls als FOWLER-NORDHEIM-Plot. In der Abbildung 26 werden fünf verschiedene FNP vorgestellt, die für eine bedampfte Glasspitze bei verschiedenen Schichtdicken ermittelt wurden. Die Ordinate auf der linken Seite ist für die FNP ■■■ und ●● maßgebend, für die übrigen die rechte. Die FNP für die beiden niedrigsten Schichtdicken oo (1 nm) und ■■■ (1.3 nm) lassen sich gut durch zwei Geraden mit unterschiedlichen Steigungen für hohe und niedrige Gesamtspannungen wiedergeben ⁺). Dieses einheitliche Verhalten über große Spannungsbereiche entspricht den sehr ähnlichen Charakteristiken aller FEI(d) im Gebiet des steilen Anstiegs. Die FNP für dickere Schichten wie ▲▲▲ (1.6 nm), ◇◇◇ (2.4 nm) und ●●● (2.7 nm) sind nur noch stückweise durch Geraden anzunähern. Man befindet sich nun in einem Gebiet der Kennlinien, in denen diese nicht mehr alle synchron dieselben FEI(d)-Schwankungen zeigen.

Innerhalb der Geradenabschnitte bzw. der leicht gekrümmten Kurvenstücke ändern sich emittierende Fläche und Geometriefaktor

⁺) Die FNP sind mit einem systematischen Fehler behaftet, da die Emitterspannungen U_E , wie in Abschnitt 6.4 gezeigt wird, nicht mit U_G übereinstimmen!

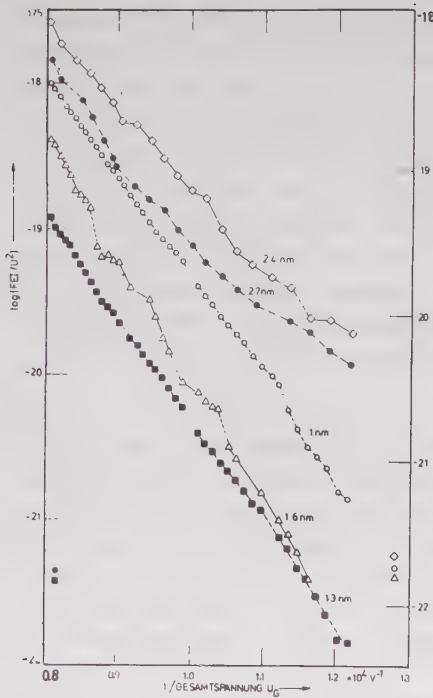


Abb. 26: Einige FOWLER-NORDHEIM-Plots einer mit Pd bedampften Glasspitze bei verschiedenen Schichtdicken

anscheinend fast nicht. Eine weitere Spannungserhöhung kann zu einer schlagartigen Vergrößerung der emittierenden Fläche A führen. In den FNP macht sich dies nach Gl.(6.2) in einem Sprung parallel zur Abszissenachse bemerkbar. In den FNP der Abb. 26 ändert sich nach diesen Sprüngen meist auch die Steigung. Dies bedeutet, daß über den größeren emittierenden Bereich gemittelt, sich auch eine andere mittlere Austrittsarbeit ergibt. Es bietet sich hier die Möglichkeit an, innerhalb eines begrenzten Emissionsgebietes aus der Kenntnis der FNP-Teilkurven auf die mittlere Austrittsarbeit relativ zu einer willkürlich gewählten, z.B. $\phi(d \rightarrow \infty)$, in Abhängigkeit von der Schichtdicke zu schließen.

Die Änderung der Emissionsfläche bei kleinen Schichtdicken als Funktion der Hochspannung im Feldelektronenmikroskop zu beobachten, ist nicht möglich, da bei den niedrigen Strömen kleiner 10^{-9} A auf dem Leuchtschirm kein Feldemissionsbild mehr zu sehen ist. Aus dem spannungsabhängigen Emissionsverhalten der Spitze bei großen Schichtdicken und hohen FEI auf dasjenige bei kleinen Dicken rückzuschließen, ist insofern schwierig, weil sich, wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird, die sich am Emittter einstellende Spannung U_E bei kleinen d stark von U_G unterscheiden kann. Aus diesen Gründen erweist sich das Studium der FNP für sehr dünne Schichten als nützliche Informationsquelle.

Die folgenden beiden Bilder veranschaulichen dies noch einmal. Die Struktur der FEI(d)-Kennlinien (Abb. 27) bei bestimmten Schichtdicken, die durch Pfeile auf der Abszisse gekennzeichnet sind, wird mit dem jeweiligen FNP in der Abbildung 28 verglichen. Die FEI(d)-Kurven verhalten sich nach Abb.27 für kleine Schichtdicken sehr konform, für Dicken größer als 2.2 nm erscheinen bei festgehaltenem d abwechselnd Maxima und Minima, wenn man die Gesamtspannung verändert.

Die FNP in Abb.28 zeigen dagegen bereits bei kleinen Schichtdicken eine deutliche Trennung der FOWLER-NORDHEIM-Kurve in zwei Abschnitte unterschiedlicher Steigung. Bei größeren Dicken zeigen sich meist drei unterschiedliche Geradenstücke in den FNP, entsprechend den sich häufiger ändernden Strukturen der FEI(d) mit steigender Gesamtspannung. Der große Sprung des FNP für $d = 3.2$ nm bei $1.4 \cdot 10^4$ V $^{-1}$ kommt daher, daß während der FEI(d)-Messung zwischen 7200 und 7400 V (punktierte Kurve) die Schicht durch das äußere Feld teilweise abgerissen wurde. Um Aussagen über die Änderung der mittleren Austrittsarbeit innerhalb eines bestimmten emittierenden Gebietes machen zu können, sollte immer derselbe Spannungsbereich in den FNP herangezogen werden, das bedeutet, daß die Sprünge in allen FNP bei denselben Spannungen auftreten sollten. Im obigen Beispiel findet man zwar häufig eine Änderung der FNP bei etwa $1.3 \cdot 10^4$ V $^{-1}$, jedoch nicht immer. Außerdem gibt es in manchen FNP mehrere solcher Sprungstellen, so daß eine Zuordnung zu gleich großen emittierenden Flächen bei den verschiedenen Dicken nicht ganz einfach sein wird.

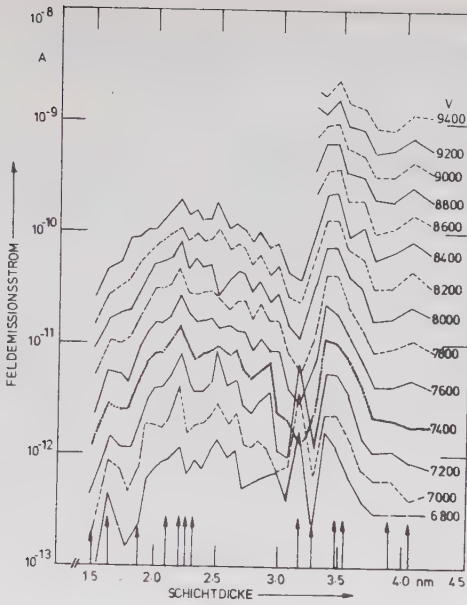


Abb. 27: FEI(d)-Kennlinien einer mit Pd bedampften Glasspitze

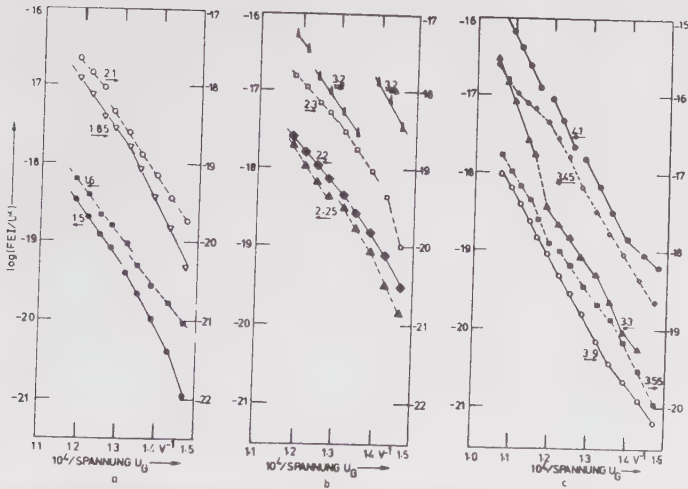


Abb. 28: FOWLER-NORDHEIM-Plots aus den FEI(d)-Kennlinien der Abb. 27 für einige ausgewählte Schichtdicken.

6.4 EXPERIMENTE ZUR DEUTUNG DES STEILEN ANSTIEGS IN DEN FEI(d)-KENNLINIEN BEI KLEINEN SCHICHTDICKEN

Das Ansteigen des Feldemissionsstromes innerhalb weniger 0.1 nm um mehrere Größenordnungen konnten wir uns lange nicht erklären. Denn nach den Modellvorstellungen sollte der QSE nur Oszillationen im FEI(d) rund um den entsprechenden Festkörperwert $\text{FEI}(d \rightarrow \infty)$ verursachen.

Um Änderungen im FEI um mehrere Zehnerpotenzen zu erhalten, müßte ein großer Prozentsatz (30-50%) der angelegten Gesamtspannung bereits über der Schicht abfallen. Dann würde die noch zur Verfügung stehende Emitterspannung U_E zu einem entsprechend niedrigen Feldemissionsstrom führen. Wie man z.B. an dem FNP für $d = 3.9$ nm in Abb.28 erkennen kann, muß die Gesamtspannung von 9400 V auf 7400 V, also um 20%, reduziert werden, um einen um zweieinhalb Zehnerpotenzen kleineren FEI als bei 9400 V U_G zu bekommen.

Da Messungen des Widerstandes zwischen Molybdänhalter und vorderster Spitzenkalotte nicht realisierbar waren, wurde eine Meßanordnung benutzt, wie sie in der Abbildung 29 skizziert ist, um den Spannungsabfall über der bedampften Glasspitze zu bestimmen.

In die wie üblich präparierte Glasspitze wurde ein $\varnothing$ 0.05 mm dicker Mo-Draht eingeschmolzen. Dieser Mo-Draht kann über einen Schalter mittels einer Drehdurchführung mit einer massiven Feldemissionsspitze aus Pd oder W verbunden werden. Der massive Emitter kann direkt oder über die Glasperle betrieben werden. Alle Schalter sind hochisoliert im Rezipienten eingebaut und werden über Drehdurchführungen bedient. Die hohe Isolierung des massiven Emitters ist notwendig, da bereits eine leitende Verbindung zwischen der Metallspitze und der nicht mit dem Elektrometer verbundenen Meßstromdurchführung ausreichte, um bei angelegter Hochspannung über den Isolationswiderstand von $10^{10} \Omega$ der Meßstromdurchführung gegenüber dem Rezipienten die für den Feldemissionsbetrieb nötige Stromversorgung aufrechtzuerhalten.

Der Versuch sollte folgendes klarstellen: Die Metallspitze

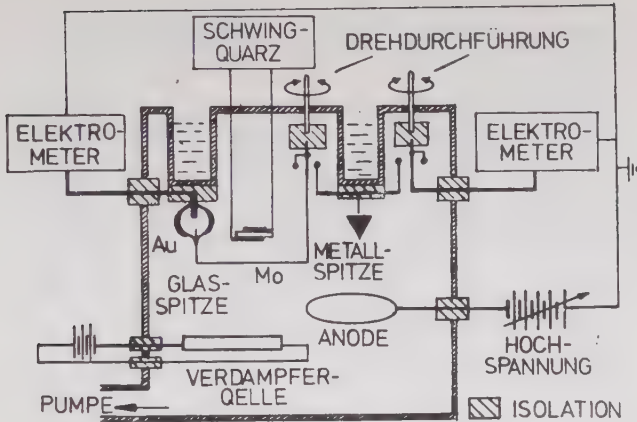


Abb. 29: Schematische Darstellung der Meßanordnung bei einer Reihenschaltung von bedampfter Glasperle und einem massiven Metallemitter

emittiert bei einer fest vorgegebenen Gesamtspannung U_G einen konstanten FEI, der bei direktem Kontakt von Emittor und Elektrometer bestimmt werden kann. Löst man diesen Kontakt und schaltet Elektrometer, Glasperle und Metallspitze hintereinander, so garantiert der Metallemitter, daß derselbe FEI wie vorher gemessen wird, wenn sich durch das Dazwischenschalten der Glasperle die Spannungsverhältnisse an ihm nicht ändern. Sorgt jedoch der Widerstand der aufgedampften Schicht einschließlich des Goldkontaktes für einen großen Spannungsabfall, so sollte auch in diesem Experiment ein Ansteigen des FEI(d) eventuell bis zum Sättigungsstrom der Metallspitze gemessen werden.

Die FEI(d) bei den Gesamtspannungen $U_G = 1240$ und 1040 V für eine in Reihe mit einem massiven Pd-Emitter geschalteten und mit Pd bedampften Glasperle sind in der Abbildung 30 zu sehen. Der FEI(d) setzt ab $d = 1$ nm merklich ein, steigt über sechs Größenordnungen von 10^{-14} auf 10^{-8} A an und erreicht zwischen 6 und 7 nm die Sättigungsströme, die die massive Pd-Spitze

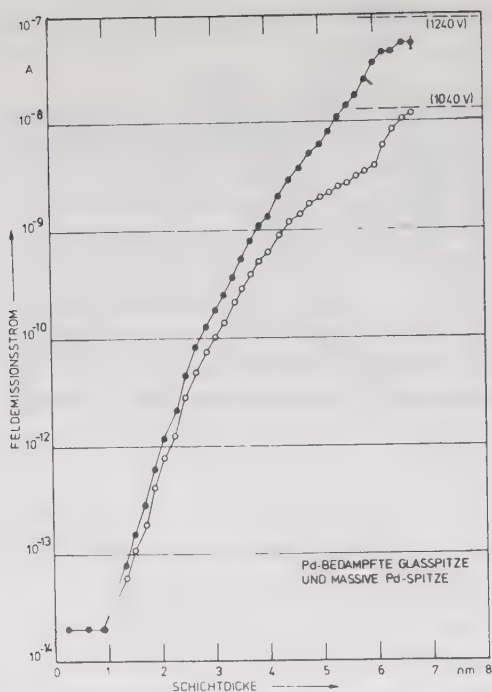


Abb. 30: Feldemissionsstrom-Kennlinien für 1240 und 1040 V Gesamtspannung einer in Reihe mit einer massiven Pd-Spitze geschalteten, mit Pd bedampften Glasperle

ohne die Schicht emittierte (strichpunktiert am rechten Rand eingetragen). Damit ist gezeigt, daß die niedrigen FEI(d) bei kleinen Schichtdicken durch einen großen Spannungsabfall zwischen Kathode und vorderster Spitzenkalotte bedingt sind.

Überraschend war jedoch, auch auf diesen FEI(d)-Kurven Schwankungen vorzufinden, wie sie im steilen Anstieg der FEI(d)-Kennlinien bedampfter Glasspitzen zu sehen sind. Diese Experimente wurden wiederholt, um zu prüfen, ob diese FEI(d)-Schwankungen rell sind. Alle Versuche erbrachten ähnliche Ergebnisse. Als Beleg stellen wir in der Abbildung 31 FEI(d)-

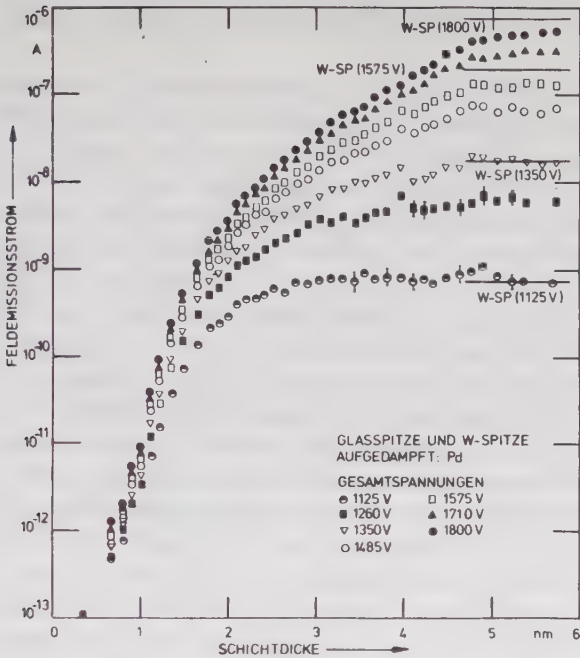


Abb. 31: Feldemissionsstrom-Kennlinien in Abhängigkeit von der Schichtdicke für verschiedene Gesamtspannungen einer Pd-bedampften Glasperle mit vorgeschaltetem massivem W-Emitter

Kennlinien vor, bei deren Messung die Glasperle in Reihe mit einem massiven W-Emitter geschaltet war. Am rechten Rand sind für einige U_G die FEI der W-Spitze eingetragen.

Die FEI(d)-Kennlinien liegen für die dünnsten Schichten eng beisammen. Die Ströme nehmen innerhalb von 1 nm um drei bis vier Zehnerpotenzen zu. Im Bereich des Anstiegs zeigen sich Schultern. Ab etwa 2 nm fächert die Kurvenschar auf, für die niedrigeren Gesamtspannungen $U_G = 1125, 1260$ und 1350 V gelangen die Kurven nacheinander in die "Sättigung". Die bei $U_G = 1485$ und 1575 V gemessenen Kennlinien erreichen ab 5 nm, die bei 1710 und 1800 V aufgenommenen ab 6 nm das Sät-

tigungsgebiet. Die Kurven zeigen im Sättigungsbereich mehr oder weniger gut angedeutete periodische Schwankungen.

Da uns die Größenordnung des Spannungsabfalls interessierte, wurden auch diejenigen Gesamtspannungen aufgesucht, bei denen derselbe Emissionsstrom gemessen werden konnte, der jeweils vor dem Aufdampfen bei den in den Abb.30 und 31 eingezeichneten Gesamtspannungen beobachtet wurde. Außerdem wurde zur Kontrolle für mehrere konstante Stromstärken zwischen 10^{-13} A und 10^{-8} A bei jeder Schichtdicke die jeweils nötige Gesamtspannung zur Kontrolle ermittelt. Aus diesen Daten wurde der Spannungsabfall ΔU über der Glasperle in Abhängigkeit von der Schichtdicke für die einzelnen U_G berechnet. Diese Ergebnisse für die Kurven in Abb.30 und 31 sind in den nächsten beiden Diagrammen zusammengestellt. Aus der Abbildung 32 ist zu entnehmen, daß ΔU bei den kleinsten Schichtdicken 60-50 % der Gesamtspannungen ●●● (1240 V) und ○○○ (1040 V) beträgt. ΔU nimmt in erster Näherung über einen Dickenbereich von 4 nm linear und für beide Kurven mit gleicher Neigung ab. Erst wenn die zugehörigen FEI(d) Werte in der Nähe der Sättigung erreichen, weichen die beiden Kurven stark voneinander ab. In diesem Gebiet sind jedoch keine sicheren Aussagen über den Spannungsabfall zu machen, da die angelegte Gesamtspannung nicht genauer als auf ± 15 V angegeben werden kann.

Die Abbildung 33 zeigt den Spannungsabfall bei den verschiedenen U_G für die Kennlinien aus der Abb.31 in Abhängigkeit von d. Auch hier nimmt ΔU mit zunehmender Dicke in etwa linear ab. Extrapoliert man die Kurven auf die Abszisse, so erhält man als Schnittpunkte ungefähr diejenigen Schichtdicken, bei denen für die einzelnen U_G Emissionsströme in Höhe des FEI des massiven Metallemiters fließen können.

Der prozentuale Anteil des Spannungsabfalls ΔU an der Gesamtspannung U_G nimmt für die dünnste Schicht ($d = 0.7$ nm) von 50 % bei der höchsten Gesamtspannung (1800 V) auf 25 % bei der niedrigsten (1125 V) ab. Zwischen der Emitteroberfläche und der Anode liegt nur noch die Emitterspannung

$$U_E = U_G - \Delta U.$$

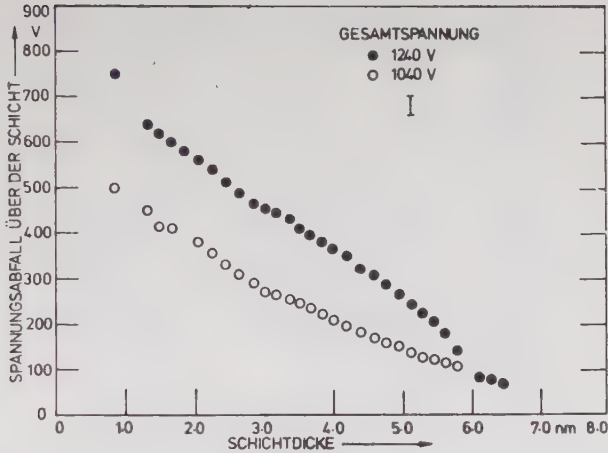


Abb. 32: Spannungsabfall ΔU über der Probe aus Abb.30 in Abhängigkeit von der Schichtdicke bei den Gesamtspannungen $U_G = 1040$ und 1240 V

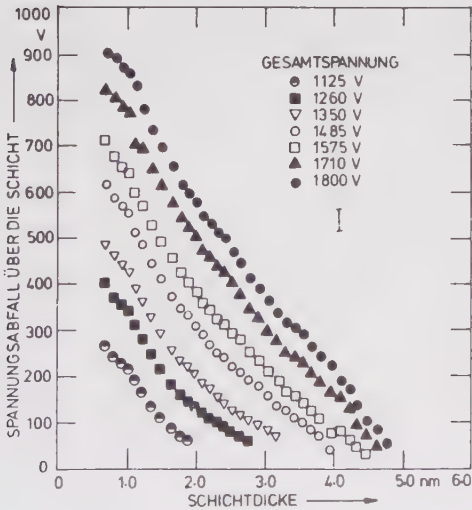


Abb. 33: Spannungsabfall ΔU über der Probe aus Abb.31 in Abhängigkeit von der Schichtdicke bei verschiedenen Gesamtspannungen

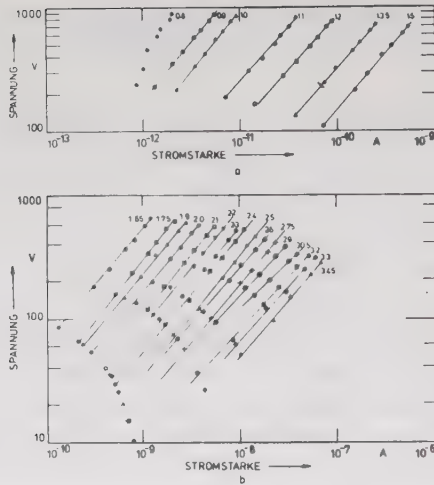


Abb. 34a und b: Strom-Spannungs-Kennlinien für die Pd-Probe aus Abb.31 für verschiedene Schichtdicken

Innerhalb der Meßgenauigkeit der Spannungsbestimmung ΔU ergibt sich: Die Emitterspannung U_E ist für die dünnsten Schichten fast konstant; sie steigt nur langsam bei Erhöhung der Gesamtspannung an, (vgl. z.B. $d = 0.7 \text{ nm}$: $U_E = 855$ (1125), 850 (1260), 850 (1350), 865 (1465), 860 (1575), 870 (1710) und 890 V (1800 V)).

In diesem Zusammenhang ist zu fragen, ob und wie sehr durch die Stromstärken die Ladungsträgerkonzentration in der Schicht angegriffen und verändert wird. Man kann die Frage mit nein beantworten, wenn man zeigen kann, daß sich die Probe wie ein Ohmscher Widerstand verhält. In doppellogarithmischem Maßstab sind daher in der Abbildung 34 die Strom-Spannungs-Kennlinien für die Schicht aus Abb. 31 eingetragen. Die Zahlen an den Geraden geben die Schichtdicke in nm an. Als Spannungswerte wurden die Daten für den Spannungsabfall ΔU verwendet. Abgesehen von der kleinsten Schichtdicke ($d = 0.8 \text{ nm}$) ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen Strom und Spannung. Die Steigungen der Geraden entsprechen

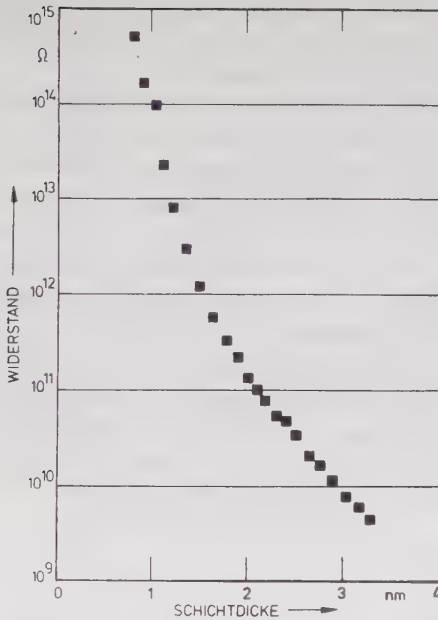


Abb. 35: Widerstand der Probe aus Abb.31 in Abhängigkeit von der Schichtdicke

einem Winkel von $45^{\circ} \pm 5^{\circ}$. Die Schichtwiderstände verhalten sich also auch bei kleinen Schichtdicken i.w. wie Ohmsche Widerstände. Da die Spannungsabfälle für größere d und kleine U_G nur ungenau bestimmt werden konnten, zeigen sich für dickere Schichten $d > 2.5$ nm bei kleinen Spannungswerten Abweichungen von der Linearität.

Es wurde nun noch der Widerstand des Systems zwischen Kathode und massiver Emitterspitze berechnet. Aus der Abbildung 35 ist zu entnehmen, daß der Widerstand bei sehr kleinen Schichtdicken einen Wert von $10^{15} \Omega$ besitzen kann, und daß sich der Widerstand des Systems innerhalb von 3 nm um sechs Größenordnungen von $10^{15} \Omega$ auf $10^9 \Omega$ verringert. In diesem Widerstandsbereich ($10^{10} - 10^8 \Omega$) emittieren die bedampften Isolatorspitzen bereits ebenso hohe FEI wie ein massi-

ver Emitter. Diese Ergebnisse zeigen, daß der schichtdickenabhängige hochohmige Widerstand zwischen Goldkontakt und Spitzenkalotte den steilen Anstieg der FEI(d)-Kennlinien bei kleinen Schichtdicken verursacht.

Aufgrund der bisherigen Messungen kann nicht entschieden werden, ob die aufgedampfte Schicht als solche oder eine ungleichmäßige Bedampfung des Spitzenschaftes oder ein hoher Übergangswiderstand zwischen eingebrannter Gold- und aufgedampfter Pd-Schicht Hauptursache für den großen Widerstand der Probe ist. Es erscheint nicht ganz abwegig, letzteres anzunehmen. Denn trotz einer sorgfältigen Probenpräparation kann sich durch das Einbrennen der Goldschicht eine Grenzfläche zwischen Isolator und Au wie bei einer schlecht benetzenden Flüssigkeit ausformen (siehe Skizze 36a). In einem solchen Fall kann unter Umständen erst bei relativ dicken Schichten ein guter Kontakt zwischen der Pd- und der Au-Schicht hergestellt werden.

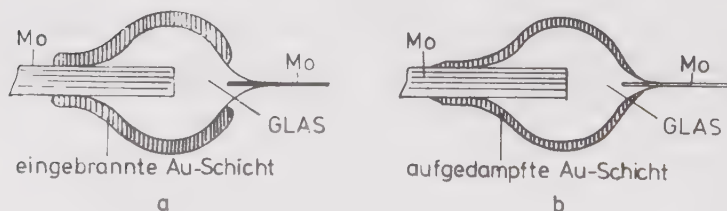


Abb. 36a: Skizze einer Glasperle mit dünnem, eingeschmolzenem Mo-Draht und eingebrannter Au-Schicht

36b: Skizze einer Glasperle mit dünnem, eingeschmolzenem Mo-Draht und aufgedampfter Au-Schicht

Wir dampften deshalb auf eine Glasperle als Kontakt eine 25 nm dicke Au-Schicht mit einem 0.5 mm breiten Halbschatten auf (vgl. Skizze 36b). Die FEI(d)-Kurven für diese Glasperle, die in Reihe mit einer Pd-Spitze geschaltet war, für Gesamtspannungen zwischen 6600 und 10100 V sind in der

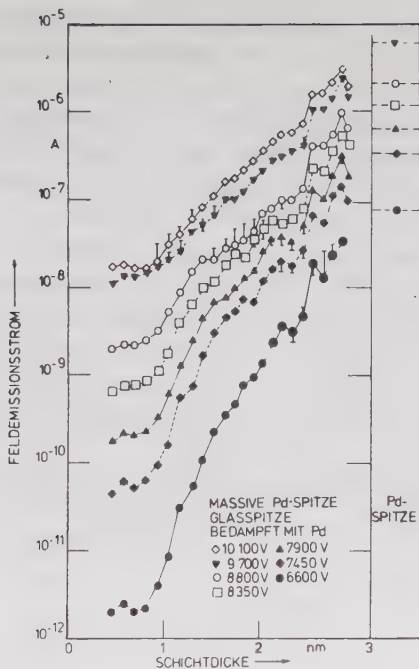


Abb. 37: Feldemissionsstrom-Kennlinien einer mit Pd-bedampften Glasperle mit vorgeschaltetem massiven Pd-Emitter. Der Goldkontakt auf der Glasperle besteht aus einer aufgedampften Au-Schicht mit einem breiten Halbschatten

Abbildung 37 eingetragen. Die rechte Spalte gibt die FEI der massiven Pd-Spitze an. Die allgemeine Gestalt der Kennlinien weicht von der sonst beobachteten ab. Zwischen $d = 0.5$ und 1.0 nm liegen die beiden äußersten Kurven $\bullet\bullet\bullet$ und $\diamond\diamond\diamond$ um vier Dekaden auseinander, mit zunehmender Schichtdicke verkleinert sich diese Distanz auf zwei Dekaden bei den Sättigungsströmen.

Die günstigere Ausgangssituation, die einen besseren Kontakt ermöglichen sollte, macht sich vor allem bei höheren

Gesamtspannungen positiv bemerkbar: Die Feldemissionsströme sind nun i.w. durch den Widerstand der aufgedampften Pd-Schicht begrenzt. Im dennoch verbleibenden Anstieg der Kennlinien, besonders der bei kleinen U_G aufgenommenen, offenbart sich das schichtdickenabhängige Verhalten des Widerstandes der aufgedampften Schicht. Wir finden demnach im Widerstand der dünnen Schicht regelmäßig wiederkehrende Schultern und Schwankungen in Abständen von ungefähr 0.3 nm, die im FEI(d) bei vorgeschaltetem massiven Emitter sichtbar werden. Für die Beobachtbarkeit des QSE spielt der kleinere Übergangswiderstand zwischen Au- und Pd-Schicht keine wesentliche Rolle. Will man jedoch auch den Einfluß der Size Effekte untersuchen, so empfiehlt es sich, bei der Probenpräparation besondere Sorgfalt auf die Herstellung der Goldschicht zu verwenden.

In den Experimenten dieses Unterkapitels wurde die Feldemission aus einem massiven Metallemitter als Hilfsmittel benutzt, um das Widerstandsverhalten von bedampften Glasspitzen zu untersuchen. Die in den FEI(d)-Kennlinien sichtbaren periodischen Strukturen können deshalb nur in der folgenden Art interpretiert werden: Der Einfluß des QSE wirkt sich auch in der Schichtdickenabhängigkeit des Widerstandes aus. Dieser Sachverhalt wird im folgenden Kapitel eingehender behandelt.

7. UNTERSUCHUNGEN ZUM QSE IN AUFGEDAMPFTEN SCHICHTEN MIT
 HILFE DER FELDEMISSION AUS MASSIVEN METALLSPITZEN
- 7.1. ABSCHÄTZUNG DES WIDERSTANDSBEITRAGS AUFGRUND DES QSE

Aus dem letzten Abschnitt 6.4 ist bekannt, daß in einem Emissionssystem, das aus einer dünnen Schicht und einem massiven Metallemitter besteht, die Strukturen in den FEI(d)-Kennlinien von der Änderung des Schichtwiderstandes mit der Schichtdicke abhängen.

Die im Vergleich zu den Size Effekten geringen Änderungen des Widerstandes durch die QSE-Oszillationen um den entsprechenden Festkörperwert $R(d \rightarrow \infty)$ sind in normalen Leitfähigkeitsmessungen nur schwer zu beobachten. In den FEI(d)-Kurven der Abb. 30, 31 und 37 erkennt man jedoch neben den durch Size Effekte bedingten steilen Anstieg periodische Strukturen.

Unser Ziel ist nun, wenigstens grob den QSE-Anteil von den Size Effekten zu trennen, indem wir den durch KSE und Inselleitung hervorgerufenen, schichtdickenabhängigen Spannungsabfall bestimmen und rechnerisch aus der FEI(d)-Kurve eliminieren. Die massive Metallspitze soll gemäß dem FOWLER-NORDHEIM-Tunnelmodell emittieren. Der Einfluß des QSE sollte sich dann in einer periodischen Änderung des Schichtwiderstandes mit d um einen festen Wert und als Folge davon in einem entsprechenden Oszillieren der Spannung $U_E(d)$ am Metallemitter bemerkbar machen. Die so korrigierte $FEI_{KOR}(d)$ -Kurve sollte demnach periodische Schwankungen um einen konstanten Wert aufweisen. Dieses Verfahren wird für einige Kennlinien der in den Abb. 30 und 31 gezeigten Emissionssysteme durchgeführt. Der nicht vom QSE verursachte Widerstandsanteil wird dadurch charakterisiert, daß er einen linearen Spannungsabfall $\Delta U(d)$ über der Schicht in Abhängigkeit von der Schichtdicke bewirkt, wie man ihn den Abb. 32 und 33 entnehmen kann. Den gemessenen FEI(d) aus der Metallspitze beschreiben wir in der FOWLER-NORDHEIM-Näherung /106/:

$$(7.1) \quad FEI(d) = 1.54 \cdot 10^{-6} \cdot A \cdot \frac{\beta^2 U_E^2(d)}{\Phi t^2(y)} \cdot \exp \left[-6.83 \cdot 10^7 \cdot \frac{\sqrt{\Phi^3} v(y)}{\beta U_E(d)} \right]$$

$$= C \cdot U_E^2(d) \cdot \exp[-B/U_E(d)]$$

Die Funktion $t(y)$ ist im interessierenden Bereich ihres Arguments y nur wenig von 1 verschieden /107/. A ist die emittierende Fläche auf der Metallspitze. Mit der Emitterspannung

$$(7.2) \quad U_E(d) = U_G - \Delta U(d)$$

wird von FEI(d) auf den Feldemissionsstrom $FEI_{KOR}(d)$ zurückgerechnet, der in dem System fließen würde, wenn immer die Gesamtspannung U_G anliegen würde:

$$(7.3) \quad \text{FEI}_{\text{KOR}}(d) = C^{1/K} \cdot U_G^2 \cdot U_E(d)^{-2K} \cdot \text{FEI}(d)^K;$$

$$K = \frac{U_E(d)}{U_G} \quad .$$

In der Konstanten C sind als unbekannte Größen die Emissionsfläche A und der Geometriefaktor β enthalten. C wird anhand der FEI(d)-Kennlinie so angepaßt, daß der auf U_G bezogene $\text{FEI}_{\text{KOR}}(d)$ bei der Schichtdicke den Sättigungswert ergibt, bei der auch in der originalen FEI(d)-Kurve dieser Strom gemessen wurde. Vorausgesetzt, für eine fest vorgegebene Gesamtspannung bleiben die Fläche A und der Faktor β während der Messung konstant, dann sind nach der Rückrechnung auf $\text{FEI}_{\text{KOR}}(d)$ in dieser Kurve nichtlineare Änderungen von R(d) erkennbar. Die periodisch auftretenden Strukturen sind dann dem durch den QSE verursachten schichtdickenabhängigen Spannungsabfall über der Schicht zuzuordnen.

In der Abbildung 38 ist der auf die Gesamtspannung $U_G = 1240 \text{ V}$ zurückbezogene $\text{FEI}_{\text{KOR}}(d)$ für die Kurve ●●● aus Abb.30 linear gegen die Schichtdicke aufgetragen. C wurde auf 0.1 AV^{-2} festgelegt. Der FEI(d) variiert nur noch innerhalb eines Faktors 2 im Gegensatz zu 10^5 in der Originalmeßkurve. Die in der Abb. 30 als Schultern erkennbaren Stromänderungen können nun als sehr regelmäßige Oszillationen mit einer mittleren Periodenlänge von 0.6 nm identifizieren. Die Amplitude nimmt, wie für den QSE erwartet, zwischen 1.5 und 5.5 nm mit d ab. Ab 5.7 nm scheinen sich die Bedingungen im Emittersystem geändert zu haben. Die Oszillation mit der hohen Amplitude bei d = 6 nm spiegelt den veränderten Verlauf der ursprünglichen FEI(d)-Kurve wieder, in der ab dieser Dicke der FEI(d) rascher als vorher mit d ansteigt.

Die auf die Gesamtspannungen 1800 V (●●●), 1710 V (▲▲▲) und 1575 V (■) umgerechneten $\text{FEI}_{\text{KOR}}(d)$ -Kennlinien der drei obersten FEI(d)-Kurven aus Abb.31 sind in der Abbildung 39 aufgezichnet. C ergab sich zu 0.05 AV^{-2} . Die ursprüngliche Stromänderung über mehrere Größenordnungen ist auf etwa eine halbe Größenordnung reduziert. Alle drei Kurven zeigen Schwankungen mit ca. 0.4 nm Periodenlänge, deren Amplitude mit zunehmender Schichtdicke kleiner werden. Die Kurven sind erst ab

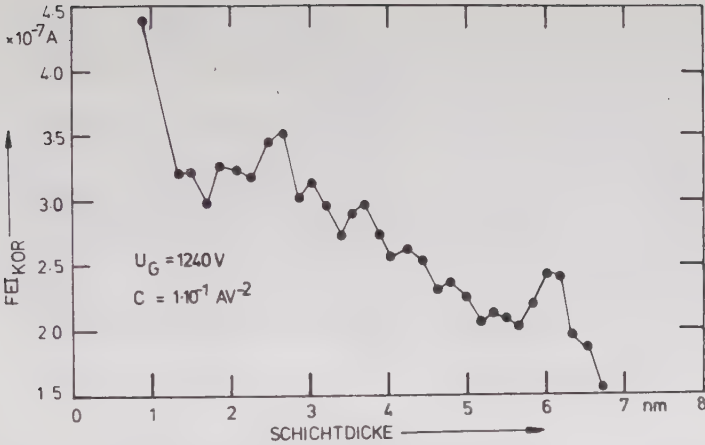


Abb. 38: Auf die Spannung $U_G = 1240 V$ zurückbezogener $FEI_{KOR}(d)$ der Kennlinie $\bullet\bullet\bullet$ aus Abb.30 unter der Annahme eines linearen Spannungsabfalls $\Delta U(d)$.

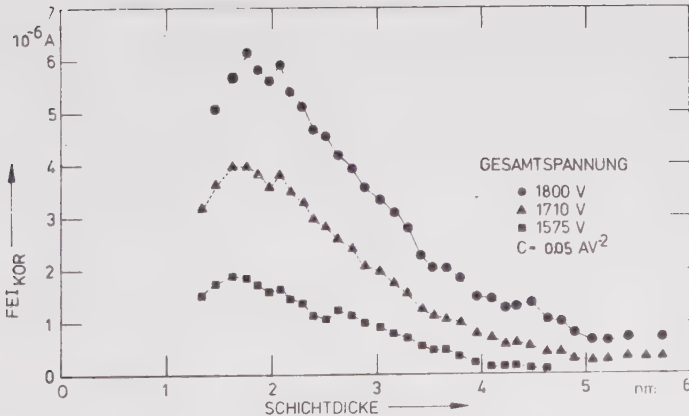


Abb. 39: Auf die Spannungen $U_G = 1800 V$ ($\bullet\bullet\bullet$), $1710 V$ ($\blacktriangle\blacktriangle\blacktriangle$) und $1575 V$ ($\blacksquare\blacksquare\blacksquare$) zurückbezogene $FEI_{KOR}(d)$ -Kennlinien der Kurven $\bullet\bullet\bullet$, $\blacktriangle\blacktriangle\blacktriangle$ und $\blacksquare\blacksquare\blacksquare$ aus Abb.31 unter der Annahme eines linearen Spannungsabfalls $\Delta U(d)$.

$d = 1.5 \text{ nm}$ wiedergegeben, da bei den dünnsten Schichten die Näherung eines linearen Spannungsabfalls versagte; auch daß die $\text{FEI}_{\text{KOR}}(d)$ -Kurven mit d etwas absinken, liegt an dieser etwas zu einfachen Annahme.

Die Amplituden dieser Schwankungen entsprechen lediglich Stromstärkeänderungen von maximal einem Zwanzigstel bis einem Zehntel einer Größenordnung. Size Effekte führen dagegen zu Stromstärkeänderungen über sechs Zehnerpotenzen. Beim Vergleich dieser beiden Angaben wird es klar, daß die relativ kleinen Einflüsse des QSE in Widerstandsmessungen neben den kräftigen Size Effekten meist nicht beobachtet werden.

7.2. EMISSIONSSYSTEM DÜNNE SCHICHT UND METALLEMITTER

In einem Teil der Versuche ersetzten wir die bedampften Isolatorspitzen durch Schichten, die auf ebene Substrate aufgedampft wurden. Bevor wir über Ergebnisse an solchen Emissionssystemen berichten, verschaffen wir uns einen Überblick über die Zusammenhänge zwischen $R(d)$ - und $\text{FEI}(d)$ -Änderungen bei der verwendeten Meßanordnung.

Die Skizze in Abb.40 zeigt das Schaltbild für die Reihenschaltung von Schicht und Emitter. Der Schichtwiderstand $R(d)$ soll von d abhängen. Hält man U_G konstant, so fällt über $R(d)$ die Spannung $U_S(d)$:

$$(7.4) \quad U_S(d) = R(d) \cdot \text{FEI}(d)$$

ab, wenn der Strom $\text{FEI}(d)$ durch den Stromkreis fließt. Am Emitter liegt demnach die Spannung $U_E(d)$ an:

$$(7.5) \quad U_E(d) = U_G - U_S(d) = U_G - R(d) \cdot \text{FEI}(d).$$

Bei dieser Spannung emittiert die Metallspitze nach Gl. (7.1) den Feldemissionsstrom:

$$(7.6) \quad \text{FEI}(d) = 1.54 \cdot 10^{-6} \cdot A \cdot \frac{\beta^2 [U_G - R(d) \text{FEI}(d)]^2}{\Phi \cdot t^2(y)} \cdot \exp \left[-6.83 \cdot 10^7 \frac{\sqrt{\Phi^3} v(y)}{U_G - R(d) \text{FEI}(d)} \right]$$

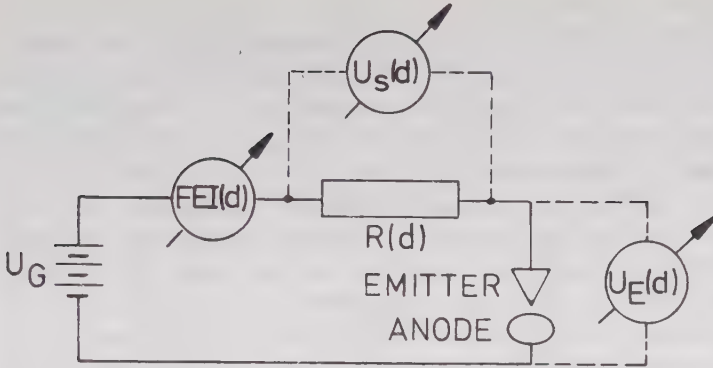


Abb. 40: Schaltskizze für ein Emissionssystem

Der Zusammenhang zwischen $FEI(d)$ und $R(d)$ ist anhand der Gl. (7.6) nicht sofort überschaubar. Nimmt $R(d)$ um mehrere Größenordnungen ab, so erhöht sich der $FEI(d)$ meist nicht im selben Umfang. Die tatsächliche Form der $FEI(d)$ -Kurve hängt auch stark von den Eigenschaften des Metallemitters ab, nämlich von der Emissionsfläche A , der Austrittsarbeit Φ und dem Faktor β . Diese Aussagen illustrieren wir durch ein Rechenbeispiel. Anstelle des Schichtwiderstandes $R(d)$ lösen wir die Gl. (7.6) für einige Widerstandswerte R zwischen 10^{14} und $10^{10} \Omega$ für den sich im System einstellenden FEI graphisch. Das Ergebnis zeigt die Abbildung 41a. Die Parameter der Metallspitze sind: $A = 10^4 \text{ nm}^2$; $\Phi = 4.5 \text{ eV}$; β variiert zwischen $0.7 \cdot 10^{-3}$ und $1.2 \cdot 10^{-3} \text{ nm}^{-1}$. Die Feldemissionsstrom-Kennlinien der Metallspitze für verschiedene β sind logarithmisch als strichpunktierte Kurven gegen die Emitterspannung U_E gemäß Gl. (7.1) aufgetragen. Eine Variation von A entspricht einer vertikalen Verschiebung dieser Kurven. Die durchgezogen gezeichneten Kurven gehören zu den Geraden:

$$(7.7) \quad I(U_E) = \frac{U_G}{R} - \frac{U_E}{R}.$$

U_G beträgt im Beispiel 4000 V. Die Schnittpunkte der Geraden

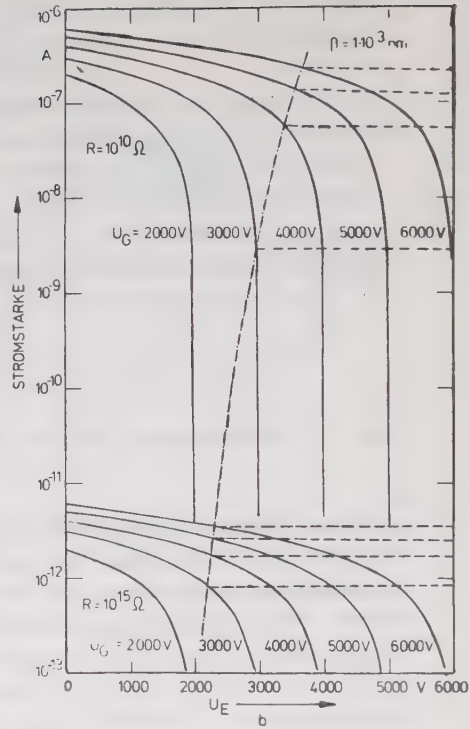
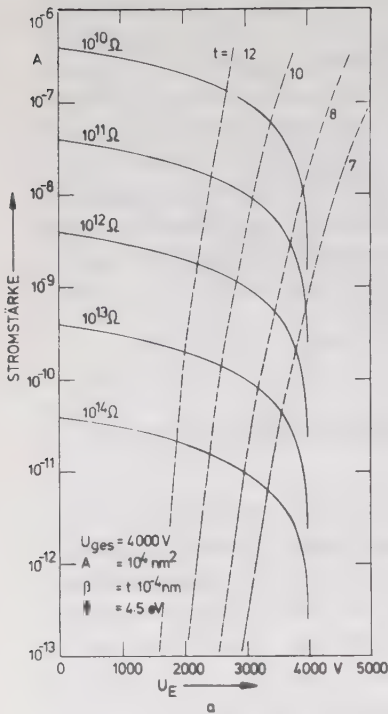


Abb. 41: Beispiele zur graphischen Lösung von Gl.(7.6)

41a: FEI für Metallspitzen nach Gl.(7.1) für verschiedene Geometriefaktoren β , $\Phi = 4.5 \text{ eV}$ und $A = 10^{-4} \text{ nm}^2$. (strichpunktierte Kurven). Die durchgezogenen Kurven entsprechen den Geraden Gl.(7.7) mit $U_G = 4000 \text{ V}$ und $10^{14} \Omega \geq R \geq 10^{10} \Omega$. Die Koordinaten der Schnittpunkte ergeben die Emitterspannung (Abszisse) und den FEI (Ordinate), der sich im jeweiligen System einstellt.

41b: Sich einstellende FEI bei $R = 10^{15} \Omega$ und $R = 10^{10} \Omega$ für verschiedene Gesamtspannungen $U_G \leq 6000 \text{ V}$. Die FEI liegen für hohe Widerstände dichter beisammen als für niedrigere.

mit den FEI-Kennlinien ergeben die Lösung für den stationären Zustand des jeweiligen Emissionssystems. Der Wert der Abszisse des Schnittpunktes zeigt die sich einstellende Emitterspannung, der der Ordinate den sich einstellenden Feldemissionsstrom an. Hält man wie in Abb.41a A fest, so ändert sich der FEI umso weniger bei einer Widerstandsänderung, je kleiner β ist, d.h. je größer der Krümmungsradius der Spitze ist.

Da die Daten der Metallspitze normalerweise bei unseren Messungen nicht genau bekannt sind, ist es sinnvoll, die FEI bei verschiedenen Gesamtspannungen zu registrieren. Die graphische Lösung von Gl.(7.6) für $R = 10^{14}$ und $10^{10} \Omega$ bei verschiedenen U_G findet man in der Abbildung 41b. Die strichpunktierte Linie entspricht der FEI-Kurve der Metallspitze mit $\beta = 1 \cdot 10^{-4} \text{ nm}^{-1}$. Die beiden Scharen von Lösungen, die am rechten Bildrand mittels der gestrichelten Geraden die sich bei den einzelnen U_G einstellenden FEI anzeigen, führen zu den bereits aus den experimentellen Ergebnissen bekannten typischen Formen der Kennlinienscharen. Für hohe Schichtwiderstände liegen die FEI-Kurven dicht beisammen, kleinere Widerstände bringen eine Aufächerung der Kennlinienschar.

7.3 WIDERSTANDSÄNDERUNGEN IN EBENEN, AUFGEDAMPFTEN Pd-SCHICHTEN

Die folgenden Beispiele bringen einen Vergleich der Ergebnisse, die man aufgrund einer normalen Widerstandsmessung an einer ebenen Pd-Schicht bekommt, mit denen, die man an derselben Probe erhalten kann, wenn man die Schicht in einem Emissionssystem wie oben beschrieben verwendet.

Die Resultate aus der Widerstandsmessung und die daraus gewonnenen Werte für die spezifische Leitfähigkeit sind in der Abbildung 42 in logarithmischem Maßstab gegen die Schichtdicke aufgetragen. Innerhalb eines Dickenintervalls von 2 nm sinkt der Widerstand bzw. steigt die Leitfähigkeit um drei Größenordnungen. In beiden Kurven sind, nicht besonders deutlich, einige Schul-

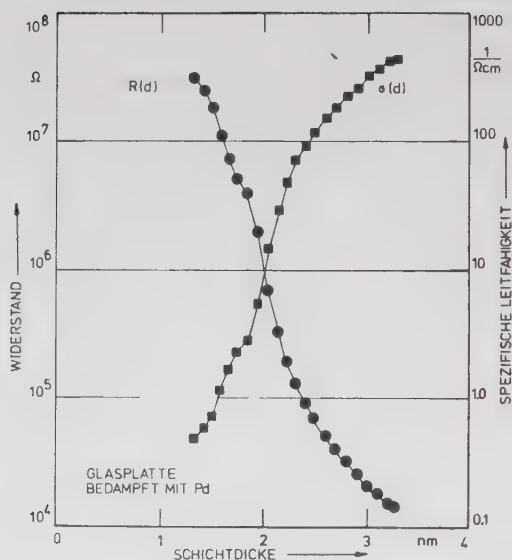


Abb. 42: Widerstand $R(d)$ und spezifische Leitfähigkeit $\sigma(d)$ einer auf eine Glasplatte aufgedampften Pd-Schicht

tern zu sehen. Die Abbildung 43 zeigt die FEI(d)-Kennlinien für fünf Gesamtspannungen zwischen 11650 und 12500 V für dieselbe Schicht wie in Abb.42. Die Schicht ist in Reihe mit einer massiven Pd-Schicht geschaltet worden. Verglichen mit der $R(d)$ -Kurve steigen die FEI(d)-Kennlinien nur um ein bis zwei Zehnerpotenzen an. Dafür enthalten vor allem die drei oberen Kurven gut identifizierbare Oszillationen mit einer mittleren Periodenlänge von ca. 0.4 nm. Man kann auch eine Korrelation zwischen markanten Stellen der $R(d)$ - und den FEI(d)-Kurven feststellen. Ein im Vergleich zur Umgebung größeres Absinken des Widerstandes $\partial R(d)/\partial d$ erscheint im FEI(d) als Anstieg, als Beginn einer neuen Oszillation (vgl. z.B. $d = 1.9, 2.4, 2.8$ und 3.1 nm). Einer Schulter in der $R(d)$ - bzw. $\sigma(d)$ -Kennlinie kann eine Oszillation im FEI(d) zugeordnet werden.

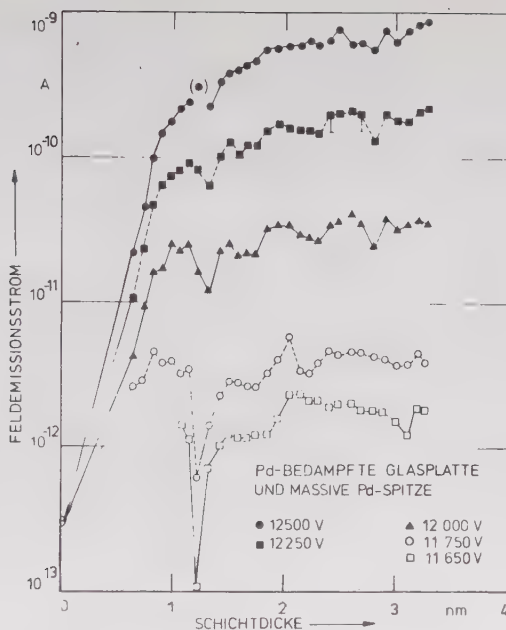


Abb. 43: Feldemissionsstrom-Kennlinien für das Emissionssystem ebene Pd-Schicht und massiver Pd-Emitter für verschiedene Gesamtspannungen in Abhängigkeit von der Schichtdicke. Die Pd-Schicht ist in Abb.43 und Abb.44 dieselbe.

Als weiteres Beispiel folgt ein Experiment, bei dem die Pd-Schicht auf ein ebenes Glimmersubstrat aufgedampft wurde. In der Abbildung 44 sind sowohl die Ergebnisse aus der normalen Widerstandsmessung $R(d) \times \times \times$ als auch mehrere FEI(d)-Kennlinien für Gesamtspannungen zwischen 2200 und 3960 V eingetragen. Die Schicht wurde zu den FE-Messungen in Reihe mit einer W-Spitze geschaltet. Am rechten Rand findet man die Emissionsströme aus der W-Spitze ohne die dünne Schicht.

Der Widerstand $R(d)$ nimmt um fünf Größenordnungen ab. Nur die obersten FEI(d)-Kennlinien zwischen 3960 und 3080 V zeigen synchron zur $R(d)$ -Abnahme bei den kleinsten Schichtdicken

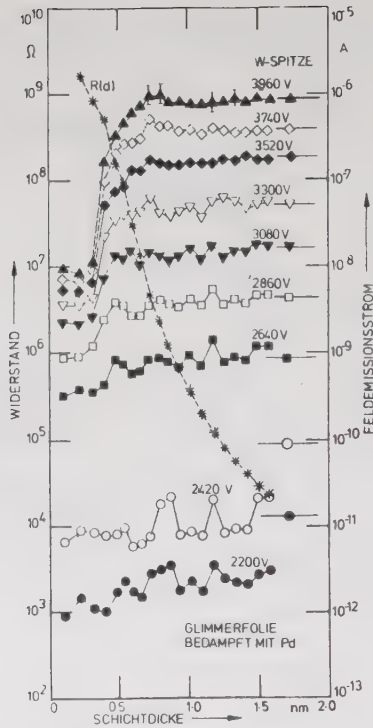


Abb. 44: Feldemissionsstrom-Kennlinien eines Emissionssystems, das aus einer auf eine Glimmerfolie aufgedampften Pd-Schicht und einem massiven W-Emitter besteht. Am rechten Rand sind die FEI der W-Spitze eingezeichnet. Widerstandskurve $R(d)$ der Pd-Schicht in Abhängigkeit von der Schichtdicke.

noch einen Anstieg des $FEI(d)$ um ein bis zwei Zehnerpotenzen auf die Sättigungswerte. Periodische Schwankungen sind in der $R(d)$ - und in den oberen $FEI(d)$ -Kurven nicht auszumachen. Bei kleineren Gesamtspannungen bis zu 3300 V zeigen sich wieder Oszillationen mit einer mittleren Periodenlänge von 0.3 nm.

Die Ergebnisse zeigen, daß im $FEI(d)$ nur dann ein QSE deutlicher als im $R(d)$ beobachtet werden kann, wenn für das Emis-

sionssystem eine günstige Kombination von Schicht, Metallspitze und Hochspannung vorliegt. Die periodischen Strukturen treten vor allem dann pointiert im FEI(d) auf, wenn der FEI(d) sich mit zunehmender Schichtdicke um weniger Größenordnungen ändert als der Widerstand $R(d)$. Die durch den steilen Abfall der $R(d)$ -Kurve verdeckten periodischen Schwankungen aufgrund des QSE kommen dann auf dem weniger steilen Anstieg der FEI(d)-Kennlinie zum Vorschein.

In den FEI(d)-Kurven der Abb.43 und 44 findet man jeweils bei allen Gesamtspannungen und bei denselben Schichtdicken die gleichen Andeutungen von Maxima und Minima. Die Amplitude der FEI(d)-Kurven nimmt jedoch mit steigender Gesamtspannung ab. Unter der Annahme von Tunnelleitung in Inselfschichten wird dieses Verhalten plausibel. Niedrige Gesamtspannungen implizieren relativ große Tunnelbarrieren zwischen den Inseln. Die in diesem Fall fließenden kleinen Tunnelströme von 10^{-13} bis 10^{-10} A erfordern lediglich die Beteiligung weniger Elektronen in Energiezuständen in der Nähe der Fermienergie am Tunnelprozeß. Der Einfluß des QSE auf Energiestruktur und Zustandsdichte der Inseln kann im FEI(d) in Form von relativ gut ausgebildeten Oszillationen beobachtet werden. Bei hohen Gesamtspannungen erhöht sich die Tunnelwahrscheinlichkeit zwischen den einzelnen Inseln, die energetisch höheren Niveaus können sich verbreitern und auch energetisch tiefer liegende Niveaus werden am Tunnelprozeß beteiligt sein. Dies kann dazu führen, daß für große Gesamtspannungen der resultierende Feldemissionsstrom nur noch stark verschmierte bzw. gar keine Schwankungen zeigt.

Da bei unseren Widerstandsmessungen mindestens Ströme von 10^{-7} A durch die Schichten fließen, kann man die kaum strukturierten Widerstandskurven $R(d)$ (Abb.42 und 44) am ehesten mit den ebenfalls wenig strukturierten FEI(d)-Kennlinien für hohe Gesamtspannungen in Beziehung bringen.

8. QUANTUM SIZE EFFEKTE IN SEHR DÜNNEN GOLDSCHICHTEN

Versuche von HOFFMANN und FISCHER /41/, Quantum Size Effekte in sehr dünnen Au-Schichten, die bei $T \geq 300$ K großflächig ($60 \times 2 \text{ mm}^2$) auf Glasträger aufgedampft wurden, durch Messung des Widerstandes in Abhängigkeit von der Schichtdicke zu beobachten, waren bisher nicht erfolgreich. Als Ursache dafür wird von den Autoren auf die starke Inselbildung hingewiesen. Die Schichten zeigen dadurch eine große Oberflächenrauigkeit, der Reflexionskoeffizient p wird sehr klein, so daß neben den Size Effekten der Quantum Size Effekt unmeßbar klein wird /123/.

Wir dampften Au auf etwa 100 K abgekühlte Glasspitzen und untersuchten den FEI(d) aus einer im Vergleich zu /41/ mindestens 10^4 - 10^5 mal kleineren Au-Fläche. Die drastische Reduzierung der Schichtfläche und die tiefe Substrattemperatur sollten bewirken, daß im Gegensatz zu HOFFMANN und FISCHER weniger und größere Inseln am Leitungsvorgang durch die Probe bzw. am Emissionsprozeß beteiligt sind. Unter diesen Bedingungen sollte auch in Au-Schichten ein QSE zu beobachten sein.

In der Tabelle 4 sind einige Literaturwerte für E_F , k_F und N_F des massiven Materials zusammengestellt und die zu erwartende Periodenlänge $\lambda \simeq \lambda_F/2$ für den QSE in Au abgeschätzt. Danach sollte auch in Au-Proben ein QSE mit einer ähnlich kurzen Periodenlänge wie in Pd, nämlich mit $\lambda \simeq 0.25$ nm auftreten.

Die FEI(d)-Kennlinien einer mit Au bedampften Glasspitze in Abhängigkeit von der Schichtdicke sind in der Abbildung 45 zu sehen. Die Gesamtspannungen variieren zwischen 6400 und 15200 V. Der FEI(d) steigt über einen Dickenbereich von 6 nm in allen Kennlinien um etwa fünf Größenordnungen an. Für $\blacktriangle\blacktriangle\blacktriangle$ (6400 V) erreicht er bei 7.5 nm das Gebiet der Sättigung; die restlichen Kennlinien konnten nicht soweit verfolgt werden, da die Schicht bei 8.2 nm während des Anlegens der Hochspannung zerstört wurde. Das Kennlinienbündel fächert mit zunehmender Schichtdicke parallel zur Ordinate auf.

Au			
Elektronenkonfiguration $5d^{10} 6s^1$ Austrittsarbeit $4.3 \text{ eV}^{+)}$			
Gitterkonstante 0.408 nm Dichte 19.488 g/cm^3			
Autor	$E_F \text{ (eV)}$	$k_F \text{ (nm}^{-1}\text{)}$	$\lambda \text{ (nm)}$
KITTEL /124/ (T)	5.5	12.0	0.26
SOMMERS, AMAR		12.0	0.26
/125/ (T)	Richtung		
KUPRATAULU,			
FLETCHER /126/ (T)	[100]	10.4	0.3
SHOENBERG	[110]	9.45	0.33
/127/ (E)		12.5	0.25
MORSE, MYERS	[100]	12.6	0.25
/128/ (E)	[110]	12.1	0.26
ROAF /129/ (E)	[100]	11.3	0.28
	[110]	9.45	0.33
+) nach SACHTLER et al. /130/ für eine Schicht bei 10^{-7} Pa aufgedampft			

Tab.4: Theoretisch (T) und experimentell (E) bestimmte Werte von E_F und k_F für massives Au und daraus resultierende Periodenlängen λ für den QSE

Alle FEI(D)-Kurven zeigen Oszillationen. Auf den oberen Kurven, z.B. ●●● und □□□ sind mindestens zwölf Minima mit einem mittleren Abstand $\lambda \approx 0.55 \text{ nm}$ zu erkennen. In den unteren Kennlinien, z.B. ▲▲▲ und ■■■ kann man die FEI(d)-Schwankungen zwischen 2.5 und 6.0 nm auch zu Oszillationen mit einer mittleren Periodenlänge von 0.3 nm zusammenfassen. Die Oszillationen besitzen nur kleine Amplituden. Für die Kennlinie ooo wurde analog zu den Pd-Kurven in Abb. 38 und 39 unter der Annahme eines linearen Spannungsabfalls

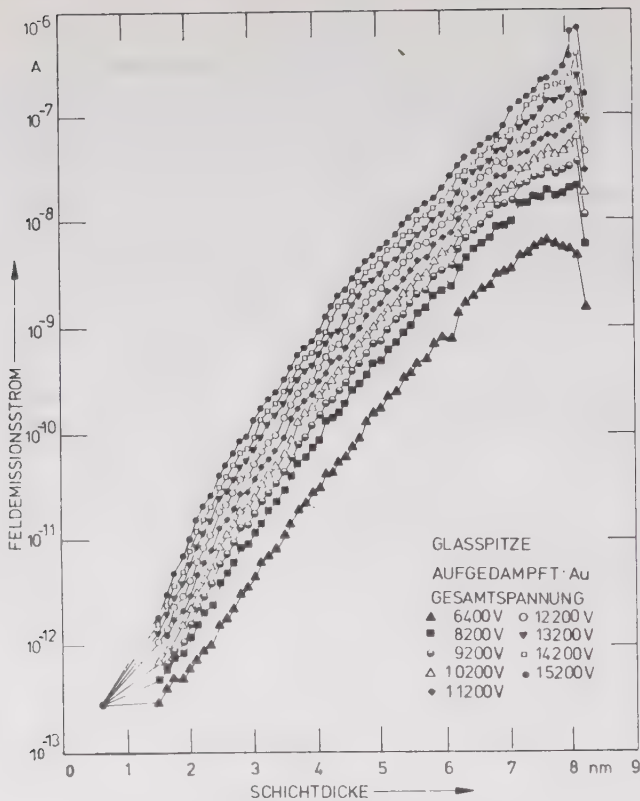


Abb. 45: Feldemissionsstrom-Kennlinien für eine mit Au bedampfte Isolatorspitze in Abhängigkeit von der Schichtdicke bei verschiedenen Gesamtspannungen

$$(8.1) \quad \Delta U(d) = 8400 - 1050 \cdot d; \quad \Delta U(d) \text{ in V für } d \text{ in nm}$$

der steile Anstieg in der $FEI(d)$ -Charakteristik eliminiert. Der nach Gl.(7.3) korrigierte, auf 15200 V Emitterspannung bezogene $FEI_{KOR}(d)$ läßt die Oszillationen aufgrund des QSE deutlicher hervortreten (siehe Abb.46) als in Abb.45. Die Konstante C wurde $C = 1 \text{ AV}^{-2}$ gesetzt. Die Amplituden sind etwa um die Hälfte kleiner als in den $FEI_{KOR}(d)$ -Kurven von Pd.

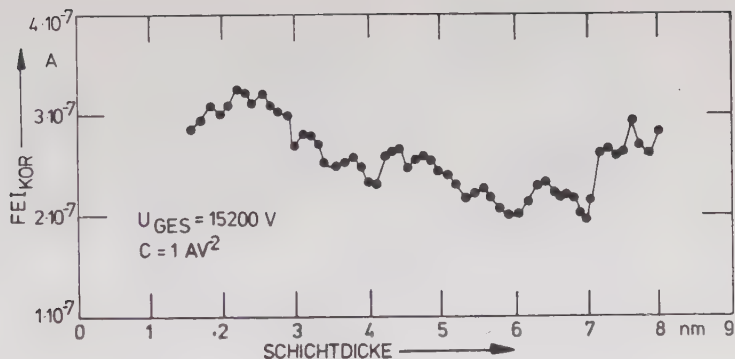


Abb. 46: Auf eine Emitterspannung $U_E = 15200$ V zurückgerechneter $FEI_{KOR}(d)$ für die Kennlinie $\bullet\bullet\bullet$ aus Abb.45 unter der Annahme eines linearen Spannungsabfalls $\triangle U(d)$ über der Au-Schicht.

In einem anderen Versuch wurde gleichzeitig eine Glimmerfolie bedampft und der Widerstand der ebenen Au-Schicht gemessen und unabhängig davon der $FEI(d)$ aus einer daneben befindlichen mit Au bedampften Glasspitze aufgenommen.

Der Widerstand $R(d)$ der ebenen Au-Probe ist in der Abbildung 47 in logarithmischem Maßstab gegen die Schichtdicke aufgetragen. Zwischen 0.8 und 3.0 nm sinkt $R(d)$ i.w. exponentiell mit steigender Schichtdicke von $10^{11} \Omega$ auf $10^4 \Omega$; dieser exponentiell abfallenden Kurve sind erkennbare Schwankungen überlagert.

In der folgenden Abbildung 48 sind vier $FEI(d)$ -Kennlinien der parallel dazu bedampften Glasspitze aufgezeichnet. Die vier Kurven steigen um etwa eineinhalb Zehnerpotenzen innerhalb von 2.5 nm an. Sie besitzen schwach ausgeprägte Schultern mit einer mittleren Periodenlänge von ca. 0.3 nm. Schwankungen mit dieser Periodenlänge kann man auch der $R(d)$ -Kurve zuordnen (Abb.47). Da $R(d)$ und $FEI(d)$ aus Messungen

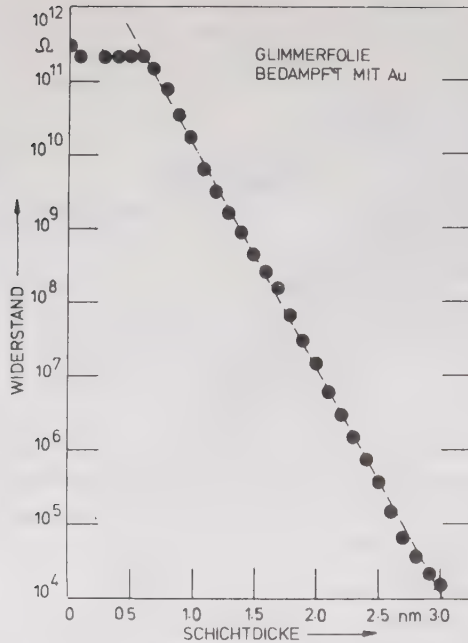


Abb.47: Widerstand einer auf eine Glimmerfolie aufgedampften Au-Schicht in Abhängigkeit von der Schichtdicke

an zwei unabhängigen, aber unter denselben Bedingungen hergestellten Proben resultieren, ist die Tatsache, daß dieselben Periodenlängen beobachtet werden, ein wichtiger Hinweis dafür, daß auch für die bedampften Isolatorspitzen innerhalb der Meßgenauigkeit die mit dem Schwingquarz bestimmte Schichtdicke angegeben werden kann.

Der weitere Verlauf der vier FEI(d)-Kennlinien und dreier zusätzlicher, bei höheren Gesamtspannungen aufgenommener Kurven ist in der Abbildung 49 zu verfolgen. Nach einem kurzen Anstieg zwischen 3.3 und 3.5 nm gelangen alle FEI(d)-Kurven in den Sättigungsbereich. In den nur mehr leicht ansteigenden Kurvenstücken zwischen 3.5 und 6.0 nm sind zum Teil sehr

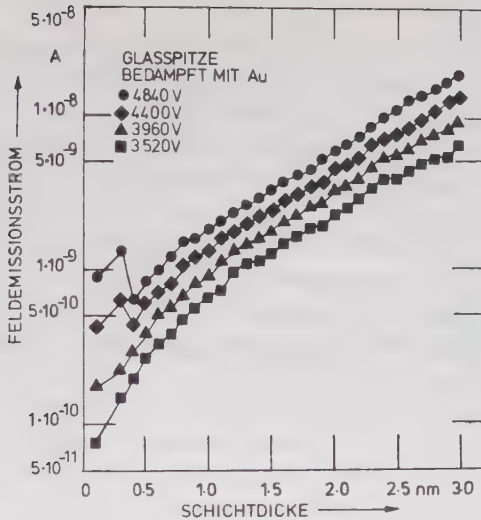


Abb. 48: Feldemissionsstrom-Kennlinien einer mit Au bedampften Glasspitze in Abhängigkeit von der Schichtdicke bei vier verschiedenen Gesamtspannungen

deutlich Oszillationen erkennbar. Die mittlere Periodenlänge schwankt zwischen $d = 0.3$ und 0.25 nm. Die Amplituden der Kennlinie $\diamond\diamond\diamond$ zwischen $d = 4.5$ und 6.0 nm erreichen mit fast einer halben Größenordnung Werte, die man nach den Abschätzungen des FEJ(d) (Kap.4) für dickere Schichten erwartet.

Im fast horizontal verlaufenden Abschnitt der FEI(d)-Kennlinien tritt wohl bei den bedampften Glasspitzen der Einfluß des QSE direkt über die Feldemission zutage, in guter qualitativer Übereinstimmung für QSE-Periodenlänge und -Amplitude. Die Periodenlängen passen am ehesten zu den sehr sorgsam ausgewerteten de Haas-van Alphen-Messungen von ROAF/129/ in Tabelle 4.

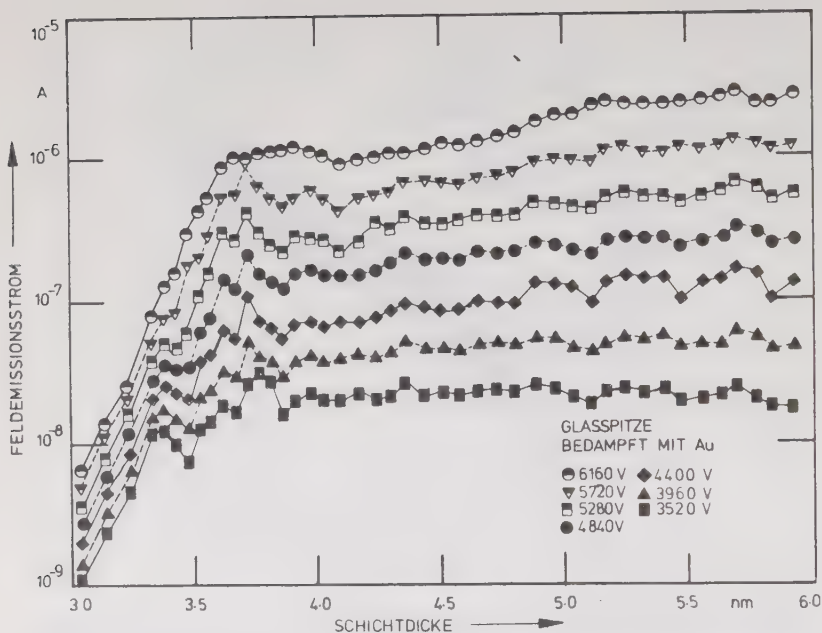


Abb. 49: Feldemissionsstrom-Kennlinien einer mit Au-bedampften Glasspitze. Fortsetzung der Kennlinien aus Abb. 48 sowie drei weitere Kurven bei höheren Gesamtspannungen

9. EINIGE MESSUNGEN ZUM QUANTUM SIZE EFFEKT IN AUFGEDAMPFTEN Sb-SCHICHTEN

Sb eignet sich aus der Gruppe der Halbmetalle am ehesten als Testsubstanz, um an bedampften Isolatorspitzen im FEI(d) nach dem Einfluß des QSE zu suchen. Denn nach den Abschätzungen in Kap.2.6 kann mit Periodenlängen bis zu 3 nm und mit Amplituden gerechnet werden, die auch für $T > 0$ K nicht unmeßbar klein sind.

An Sb-Schichten, die auf ebene Glimmersubstrate aufgedampft wurden, führten wir in unserer Arbeitsgruppe bereits Struktur- und Leitfähigkeitsuntersuchungen durch. Elektronenbeugungs- und Elektronenmikroskop-Aufnahmen lassen nach HARTWECK /29/ folgende Aussagen über die Struktur der Sb-Proben zu: Die Schichten bestehen aus einer Vielzahl kleiner Kristallite, die z.B. für $d = 40$ nm eine mittlere lineare Ausdehnung größer 100 nm besitzen. Die Kristallite weisen im großen und ganzen eine gleichmäßige Orientierung auf. Sie wachsen vermutlich bevorzugt so auf, daß die (111)-Ebene parallel zur Schichtoberfläche liegt. Die Untersuchung des spezifischen Widerstandes $\varrho(d)$ bei $T = 300$ und 110 K von Sb-Proben, die unter verschiedenen Restgasdrücken hergestellt wurden, erbrachte i.w. folgendes /7/: Die im Bereich niedriger Schichtdicken ($d = 8-25$ nm) steil abfallenden $\varrho(d)$ -Kurven lassen schwach ausgebildete Schultern, die bei größeren Dicken flacher verlaufenden Kurven lassen kleine Schwankungen erkennen. Die Abstände aufeinanderfolgender Minima variieren zwischen 3.3 und 5.5 nm. Die Amplituden sind wesentlich kleiner als sie von anderen Autoren (ABOU EL ELA et al./18/ KOMNIK et al. /19/) in Sb-Schichten bei diesen Vakua gemessen wurden. Erniedrigt man den Restgasdruck ($p = 1-3 \cdot 10^{-7}$ Pa), so werden die Schwankungen in den $\varrho(d)$ -Kurven regelmäßiger; gleichzeitig werden aber die Amplituden so klein, daß sie auf den gemessenen Kennlinien kaum zu erkennen sind. Um die Schwankungen hervorzuheben, wurde der steile Abfall in den $\varrho(d)$ -Kurven eliminiert, indem $\varrho(d)$ mit der glatten Kurve $(1 - \tilde{d}_0/d)$ gefaltet wurde:

$$(9.1) \quad \tilde{\varrho}(d) = \varrho(d) \left(1 - \frac{\tilde{d}_0}{d}\right); \quad d > \tilde{d}_0.$$

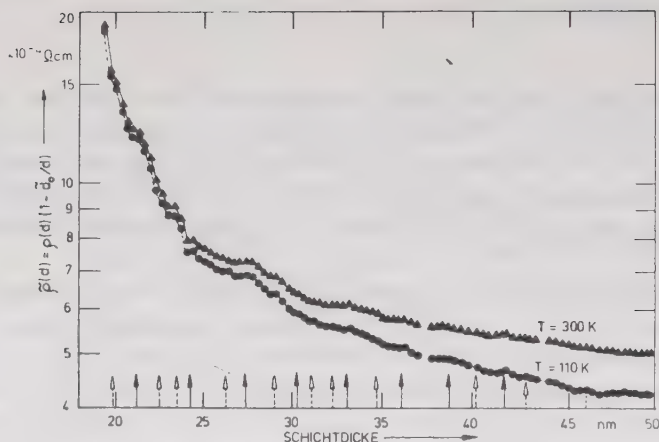


Abb. 50: Auf $\tilde{\varrho}(d)$ umgerechneter spezifischer Widerstand einer auf eine Glimmerfolie aufgedampften Sb-Schicht in Abhängigkeit von der Schichtdicke bei den Temperaturen $T = 300$ K und 110 K. $\tilde{d}_0 = 17$ nm.

d_0 entspricht ungefähr der Schichtdicke, bei der im Versuch der Einsatz der Leitfähigkeit festgestellt wurde. Der bereits umgerechnete spezifische Widerstand $\tilde{\varrho}(d)$ ist in der Abbildung 50 für $T = 110$ K und 300 K logarithmisch gegen die Schichtdicke aufgetragen. Diese Sb-Schicht wurde unter den für uns bisher günstigsten Randbedingungen hergestellt ($p < 3 \cdot 10^{-7}$ Pa; kontinuierliche Bedampfung bis zum Beginn der Leitfähigkeit).

Faßt man die Schwankungen von $\tilde{\varrho}(d)$ so zusammen, wie es durch die fetten Pfeile auf der Abszisse vorgeschlagen wird, dann ergibt sich eine fast konstante Periodenlänge von 3 nm. Ein qualitativer Vergleich dieser Kurven mit den berechneten in Abb. 13 zeigt Oszillationslänge und Amplitude in guter Übereinstimmung mit den Modellrechnungen, wenn man nur auf den QSE achtet. Der Temperatureffekt, der sich in der Amplitude der

$\mathcal{G}(d)$ -Oszillationen zwischen Kurve 1 und 4 bzw. 2 und 3 (Abb. 13) deutlich zeigt, ist in den experimentellen Kennlinien kaum zu bemerken.

Die Wahl der Periodenlänge $\lambda \approx 3$ nm ist jedoch nicht zwingend. Ebenso gut können alle Perioden nochmals unterteilt werden, wie es durch die hellen Pfeile auf der Abszisse angedeutet wird. Es kommt dann häufig der Abstand $\lambda \approx 1.5$ nm vor.

Ob die Anordnung der Pfeile zu immer wiederkehrenden Gruppen wie z.B. zwischen $d = 19.5$ und 27.5 nm oder 29.5 und 36 nm zufälliger Natur ist oder dies auf zweierlei Periodizitäten für verschiedene Ladungsträgerarten zurückzuführen ist, kann z.Z. noch nicht entschieden werden.

Ein weiterer Unterschied zu den Modellrechnungen liegt in der Größe von d_0 . Wir beobachteten das Einsetzen der Leitfähigkeit erst bei relativ dicken Schichten; im obigen Beispiel ist $d_0 = 17$ nm. Nach den Modellvorstellungen sollte dies bereits bei $d_0 \approx \lambda$, also bei $d = 1.5$ bzw. 3.0 nm sein. Diese Diskrepanz hängt mit der Inselstruktur dünnster Sb-Schichten zusammen. MAKI /131/ und CREMER und RUEDL /132/ untersuchten Struktur und Wachstum dünner Aufdampfschichten auf Glas- und Kunststoffträgern ($T \approx 300$ K) im Elektronenmikroskop und ermittelten gleichzeitig den elektrischen Widerstand. Beide Gruppen geben übereinstimmend an, daß Sb zunächst in amorpher Modifikation in Tröpfchenform aufwächst. Sobald die einzelnen Tröpfchen oder Inseln zusammenwachsen, ändert sich eine Reihe von Eigenschaften nahezu sprunghaft. Der elektrische Widerstand sinkt z.B. um etwa sechs Zehnerpotenzen. Die kritischen Schichtdicken, bei denen dieser amorph-kristalline Phasenübergang auftritt, liegen zwischen 8 und 30 nm.

Die quasifreien Elektronen und Löcher sollten jedoch in den einzelnen Inseln die erlaubten Energieniveaus nach den Bedingungen für den QSE besetzen. Da die amorphe Phase leitfähig ist - sie besitzt nur einen hohen spezifischen Widerstand ρ ($1 - 10^3 \Omega \text{cm}$) - und in den FEI(d)-Messungen ein hoher Widerstand der Probe kein Hindernis für die Beobachtung des QSE darstellt, konnte obige Behauptung (QSE in den Inseln) bestätigt werden, indem Isolatorspitzen bei $T = 300$ K unter einem Restgasdruck $p < 3 \cdot 10^{-8}$ Pa mit Sb bedampft und die FEI(d) gemessen wurden.

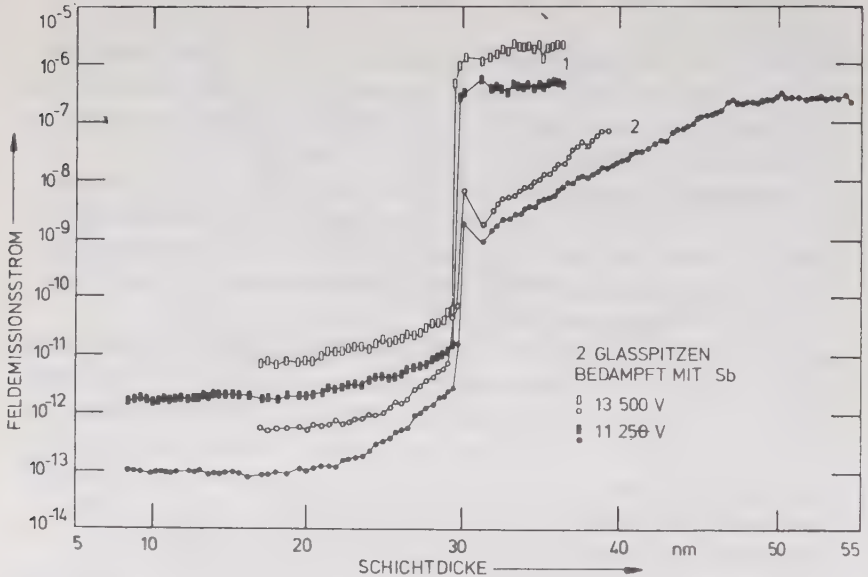


Abb. 51: Feldemissionsstrom-Kennlinien zweier gleichzeitig mit Sb bedampfter Isolatorspitzen in Abhängigkeit von der Schichtdicke für die Gesamtspannungen $U_G = 13500$ V und 11250 V.

Die FEI(d)-Kennlinien zweier gleichzeitig bedampfter Glasspitzen für zwei Gesamtspannungen 13500 und 11250 V zeigt die Abbildung 51. Die Kennlinien unterscheiden sich deutlich von denen für Metallschichten. Der FEI(d) bleibt bis $d = 20$ nm fast konstant auf einem sehr niedrigen Wert und steigt anschließend mit zunehmender Dicke sanft an. Der amorph-kristalline Phasenübergang findet vermutlich bei $d = 30$ nm statt. Der FEI springt schlagartig um einen Faktor 10^5 für Probe 1, um knapp 3 Zehnerpotenzen in Probe 2. Probe 1 befindet sich nach dem Phasenübergang bereits im Sättigungsbereich um 10^{-6} A; in der anderen Sb-Schicht steigt der FEI(d) analog zu den Metallschichten noch um

einige Größenordnungen an, bis ab 50 nm ebenfalls das Sättigungsgebiet erreicht ist.

Der Phasenübergang tritt auf beiden Spitzen bei derselben Dicke auf, auch wenn die Spitzenformen und die Ausbildung der Au-Kontakte unterschiedlich sind. Unter gleichen Aufdampf- und Vakuumbedingungen wachsen gleichartige Sb-Schichten auf den Glasspitzen auf. Differenzen, die von der Spitzegeometrie und -oberfläche und dem Sb-Au-Kontakt herrühren können, machen sich im Absolutbetrag des FEI bemerkbar. Alle vier Kennlinien weisen schwach angedeutete regelmäßige Schwankungen auf, die sich in Periodenlänge und Amplitude vor und nach dem Phasenübergang kaum unterscheiden. Man findet für die Kurven ●●● und ○○○ eine mittlere Periodenlänge $\lambda \approx 1.6$ nm. Auch für die beiden Kennlinien □□□ und ■■■ ergibt sich für kleine d ein entsprechender Wert. Die Amplituden sind, da die FEI(d)-Messungen bei Zimmertemperatur durchgeführt wurden, auch aufgrund der Modellrechnungen nicht größer zu erwarten.

Die Ergebnisse für $d < 30$ nm sind mit der sicherste Hinweis darauf, daß in den Inseln diskrete Eigenwerte bzw. eine stark vom massiven Festkörper abweichende Zustandsdichte infolge des QSE vorhanden sein sollte.

Entsprechend wie für Pd-Schichten schalteten wir auf Glimmerfolien aufgedampfte Sb-Schichten in Reihe mit einer massiven W-Spitze und nahmen bei verschiedenen Gesamtspannungen die FEI(d)-Kurven auf.

Die Ergebnisse einer solchen Meßreihe sind in der Abbildung 52 zusammengestellt. Der Restgasdruck war während dieses Experiments relativ hoch ($p = 1.5 \cdot 10^{-6}$ Pa). Die FEI(d)-Kennlinien sind erst ab $d = 30$ nm wiedergegeben. Für kleinere Schichtdicken lag der FEI für alle benutzten Gesamtspannungen unter 10^{-13} A. Bei $d = 30$ nm fiel der Schichtwiderstand innerhalb von 0.3 nm um fünf Größenordnungen, der Feldemissionsstrom erreichte die für die verschiedenen Hochspannungen in der Abb. 52 eingetragenen Werte. Neben den FEI(d)-Kurven ist der unabhängig davon an der ebenen Sb-Schicht bestimmte spezifische Widerstand $\varrho(d)$ ○○○ zum Vergleich linear in Abb. 52 eingezeichnet. (Bei $d = 48.5$ nm — wurde kurzzeitig geflutet und die Bedampfungsquelle erneuert).

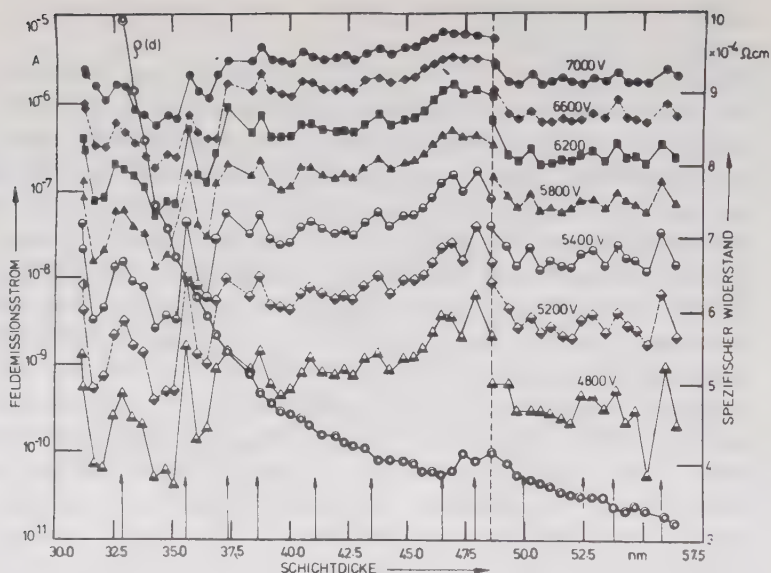


Abb. 52: Feldemissionsstrom-Kennlinien eines Emissionssystems, das aus einer auf Glimmer aufgedampften Sb-Schicht und einer massiven W-Spitze besteht, bei verschiedenen Gesamtspannungen für Schichtdicken oberhalb des amorph-kristallinen Phasenübergangs. Spezifischer Widerstand $\rho(d)$ in Abhängigkeit von der Schichtdicke bei Zimmertemperatur. Restgasdruck $p = 1-5 \cdot 10^{-6}$ Pa.

Die $\rho(d)$ -Kurve ist wie die unter hohen Restgasdrücken aufgenommenen $\rho(d)$ -Kennlinien von HAMMER et al./7/ deutlich strukturiert. Dem Abfall der $\rho(d)$ -Kurve sind gut sichtbare Schultern und Schwankungen überlagert.

In den FEI(d)-Kennlinien zeigen sich hohe Amplituden für niedrige Gesamtspannungen ($\Delta\Delta\Delta$ bis $\bigcirc\bigcirc\bigcirc$). Die Amplituden nehmen sowohl mit steigendem U_G als auch mit zunehmendem d im wesentlichen ab. Die Schwankungen treten in allen Kennlinien in gleicher Weise auf. Vergleicht man die gegenseitigen Abstände besonders hervor-

ragender Maxima (Pfeile auf der Abszisse), so ergeben sich mehrmals Werte zwischen 2.5 und 3.0 nm, aber auch einige zwischen 1.3 und 1.5 nm. Diese kürzere Periodenlänge ist fast überall festzustellen, wenn man auch die weniger markant hervortretenden Maxima bei $d = 34.5, 42, 45$ und 51.5 anerkennt und mitberücksichtigt.

Die Korrelation zwischen $\varrho(d)$ und $FEI(d)$ kommt vor allem bei niedrigen Gesamtspannungen gut zum Vorschein: Die noch nicht besonders gut identifizierbaren Schultern auf der $\varrho(d)$ -Kurve zwischen 32 und 36.5 nm erscheinen als deutlich ausgebildete Oszillationen in den $FEI(d)$ -Kennlinien; ebenso werden $\varrho(d)$ -Schwankungen ab 37.5 nm in den $FEI(d)$ bei kleinen U_G besser aufgelöst. Die Anstiege zu den Maxima in den $FEI(d)$ -Kurven korrelieren häufig mit einem größeren Wert $\partial \varrho(d) / \partial d$.

Nach dem Sichten auch aller QSE-Messungen, die hier nicht gezeigt werden, scheint es uns gerechtfertigt, für die bisher in unserer Arbeitsgruppe untersuchten Sb-Schichten festzustellen, daß am häufigsten eine Periodenlänge von $\lambda \approx 1.5-1.6$ nm beobachtet wird. Diese Periodenlänge unterscheidet sich um einen Faktor 2 von den in der Literatur angegebenen Daten: KOMNIK et al. /19,28/ geben $2.3 < \lambda < 3.5$ nm aus Widerstandsmessungen an. Die Autoren untersuchten allerdings keilförmig aufgedampfte Streifen ($70 \times 1 \text{ mm}^2$) und griffen mit jeweils 2 mm voneinander entfernten Elektroden die Spannung ab. Innerhalb eines solchen Intervalls nahmen sie eine konstante Schichtdicke an. ABOU und MAHMUD /18/ veröffentlichten λ -Werte zwischen 2.2 und 3.6 nm; ihre quantitative Interpretation der $\varrho(d)$ -Kurve ist jedoch wegen der wenigen Meßpunkte sehr fragwürdig.

Die Streuung in den experimentell gefundenen Periodenlängen ist eventuell auf unterschiedliche Bedingungen bei der Herstellung und Untersuchung der Proben zurückzuführen. Die Diskrepanz zu den großen Periodenlängen von $\lambda = 3$ nm, die nach den Modellrechnungen für den QSE in Sb abgeschätzt wurden, ist damit zu erklären, daß die Schichtmodelle durch Daten des massiven Sb für die Fermienergie und die effektiven Massen charakterisiert wurden, da für diese Größen in dünnen Schichten noch keine Ergebnisse vorliegen. Die Periodenlänge hängt nämlich (im

freien Elektronengasmodell) stark von der Wahl von m_e^* und $E_F(d \rightarrow \infty)$ ab (vgl. Gl.2.34):

$$(9.2) \quad \lambda \approx \pi k_F^{-1}(d \rightarrow \infty) = \hbar \pi \cdot (2m_e^* E_F(d \rightarrow \infty))^{-1/2}$$

Rechnet man in Richtung senkrecht zur Schichtoberfläche mit der einfachen Elektronenmasse m_0 , da man bisher sowieso noch keine Vorstellung hat, ob bzw. wie eine effektive Massennäherung in Normalenrichtung der Schicht sinnvoll ist, so ergibt sich eine Periodenlänge $\lambda = 1.85$ nm, ein Wert, der dem in unseren Sb-Schichten gemessenen recht nahe kommt.

10. DISKUSSION

10.1 DIE FEI(d)-KENNLINIEN LASSEN TROTZ ÜBERLAGERUNG VERSCHIEDENER QSE-BEITRÄGE DIE RICHTIGE PERIODENLÄNGE ERKENNEN

Der Einfluß des QSE auf Schichteigenschaften zeigt sich in den FEI(d)-Kennlinien i.w. in periodisch auftretenden Schultern im Gebiet des steilen Anstiegs und in Oszillationen im Sättigungsbereich. Die Periodenlängen liegen für Metallschichten zwischen 0.2 und 0.6 nm. Die Amplituden, die man den Schultern zuordnen kann, sind meist kleiner als die der Oszillationen im Sättigungsbereich.

Qualitativ lassen sich unsere Ergebnisse gut mit den Abschätzungen des Einflusses des QSE in Einklang bringen, die wir für die spezifische Leitfähigkeit und die Feldemissionsstromdichte an geometrisch einfachen, idealisierten Schichtmodellen erhielten. Wie aus den in Kap.6.4 gezeigten Experimenten zur Deutung des steilen Anstiegs hervorgeht, prägt der schichtdickenabhängige Widerstand der Proben die Gestalt der FEI(d)-Kennlinien wesentlich mit. In den FEI(d)-Kurven bedampfter Isolatorspitzen können sich die beobachteten QSE-Strukturen mindestens aus zwei Beiträgen überlagern: einem Anteil, der

sich über den Schichtwiderstand $R(d)$ in (periodischen) Schwankungen der Emitterspannung $U_E(d)$, und somit des $FEI(d)$ auswirkt (vgl. z.B. alle $R(d)$ - bzw. $Q(d)$ -Kurven und die $FEI(d)$ -Kennlinien bei einer Reihenschaltung von Schicht und massivem Metallemitter) und einem Beitrag zur QSE-Struktur, der sich bei der Feldemission aus dem kleinen emittierenden Bereich aufgrund der dickenabhängigen Zustandsdichte und Austrittsarbeit der aufgedampften Schicht ergibt. Eine Trennung dieser Beiträge ist i.a. nicht durchführbar; nur für relativ parallel zur Abszisse verlaufende $FEI(d)$ -Kurven im Sättigungsgebiet ist anzunehmen, daß dort i.w. nur noch der Feldemissionsanteil zum QSE in Erscheinung tritt.

Es ist zu überlegen, welche Konsequenzen aus einer Überlagerung verschiedener QSE-Anteile in bezug auf die Angabe von beobachteten Periodenlängen und Amplituden zu ziehen sind. Nach unseren Vorstellungen tritt der QSE im Widerstand und im Feldemissionstrom beim gleichen Material und bei gleicher Struktur mit derselben Periodenlänge auf. Bei einer Überlagerung von QSE-Beiträgen sollte im Endeffekt wieder dieselbe Periode beobachtet werden.

Wegen der Geometrie der Spitze ist allerdings nicht auszuschließen, daß der vorderste Scheitel der Kalotte und der übrige Spitzenschaft systematisch unterschiedlich stark bedampft werden. Da sich unsere Schichtdickenangaben auf der Abszisse auf diejenige Schicht beziehen, die sich auf dem Kalottenscheitel befinden sollte, besteht die Möglichkeit, daß zwar dem $FEI(d)$ -Anteil, soweit die Feldemission vom Kalottenscheitel kommt, die richtige Periodenlänge zugeordnet wird, der Widerstandsanteil zum QSE sich aber mit systematisch grösser scheinenden Periodenlängen dem $FEI(d)$ -Beitrag überlagern kann. Bedenkt man jedoch, daß für ebene Schichten in den $R(d)$ -Kurven und in den $FEI(d)$ -Kennlinien für Glasspitzen bei gleichen Aufdampfbedingungen (vgl. z.B. Abb.47 und 48) dieselben Perioden gemessen wurden, so ist zu vermuten, daß wenigstens in diesen Fällen die emittierenden Bereiche der Spitze und die ebenen Proben mit der gleichen Kondensationsrate bedampft wurden. Im allgemeinen sind allerdings die λ -Angaben, da die Schichtdicke nicht direkt auf der Spitze gemessen werden kann-

te, mit entsprechender Zurückhaltung zu werten.

Die Amplituden der QSE-Oszillationen werden in der Regel gegenüber dem Idealfall einer überall gleich dicken Schicht kleiner sein oder ganz verschwinden, wenn die Schicht, an der die Messung durchgeführt wird, uneinheitlich dick ist. Außerdem muß mit einer Verschmierung der QSE-Strukturen gerechnet werden, wenn sich das lokale Oberflächenprofil der Schicht und damit die lokale elektrische Feldstärke ändert. Die Verteilung solcher Orte in der Probe wechselt gerade bei den hier benötigten kleinen Bedampfungsschritten nach jedem Aufdampfen statistisch und führt zu zusätzlichen, aber nicht periodischen Änderungen in den FEI(d)-Kurven.

In der Abbildung 53 wird ein Beispiel dafür vorgestellt, daß die Überlagerung verschiedener QSE-Beiträge das Meßergebnis in Hinblick auf die mittlere Periodenlänge λ nicht wesentlich beeinflußt, wohl aber in bezug auf die Lage der Maxima und Minima Veränderungen in der Kennlinie auftreten können.

Die durch die ausgefüllten Symbole gekennzeichneten FEI(d)-Kurven, wurden an einer mit Pd bedampften Glasspitze gemessen; sie resultieren aus einer Überlagerung von mindestens zwei QSE-Einflüssen (R(d) und FEI(d)). Bei den mit offenen Symbolen versehenen Kennlinien sollten mindestens drei QSE-Beiträge eine Rolle spielen. Die letzteren wurden erhalten, indem gleichzeitig eine auf eine Glimmerfolie gedampfte Pd-Schicht jeweils in Reihe mit der Glasspitze geschaltet und der aus diesem System emittierte FEI(d) gemessen wurde.

In diesem Fall kann sich dem ursprünglichen Kennlinienprofil noch der QSE-Anteil des R(d) der ebenen Probe überlagern.

Übersichtlichkeitshalber sind nur die Kurven für $U_G = 5200$ V bei der richtigen Stromstärke eingetragen. Für jeden weiteren Wert der Gesamtspannung sind die Ordinatenwerte jeweils um eine Dekade nach unten versetzt abzulesen. Die FEI(d) aus der Glasspitze allein sind immer größer oder gleich den in den anderen Kennlinien. Man erkennt in beiden Kennlinienscharen vier Schultern, doch liegen anscheinend Maxima und Minima aufgrund des Widerstandes der ebenen Probe für das kombinierte System bei etwas anderen Schichtdicken als bei der Glasspitze. Teils macht sich dies nur in einer Abflachung der Schultern

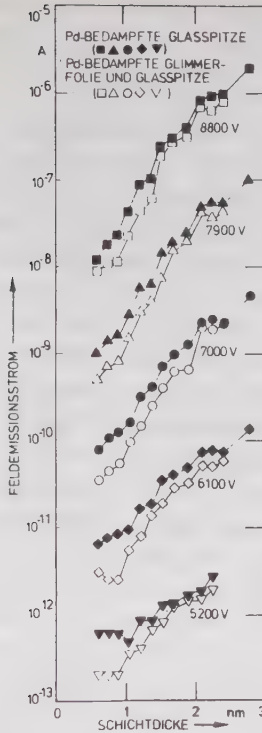


Abb. 53: Feldemissionsstrom-Kennlinien einer mit Pd bedampften Isolatorspitze (ausgefüllte Symbole)

Feldemissionsstrom-Kennlinien eines Emissionssystems, das aus obiger Isolatorspitze und einer ebenen Pd-Schicht bestand, die gleichzeitig auf einer Glimmerfolie hergestellt wurde (offene Symbole).

gegenüber den Kurven für die Glasspitze bemerkbar, wie in $\square\square\square$, $\triangle\triangle\triangle$ und $\circ\circ\circ$ bei $d = 0.8$ und 1.4 nm, teils führt dies sogar zu einem Wechsel von Maximum zu Minimum wie etwa in $\diamond\diamond\diamond$ und $\nabla\nabla\nabla$ bei $d = 0.8$ nm und in allen Kurven bei $d = 2.2$ nm. Obwohl die Strukturen der Kennlinien beider Emissionssysteme sich im Detail unterscheiden und man Änderungen für einzelne Amplituden feststellen kann, wird man im Mittel beiden Kennlinienscharen dieselbe Periodenlänge von ca. 0.3 nm zuordnen.

10.2 TUNNELLEITUNG ZWISCHEN INSELN ALS WESENTLICHER LEITUNGSMECHANISMUS BEI DEN KLEINSTEN SCHICHTDICKEN

Die FEI(d)-Kennlinien eines Emissionssystems, die ja das Verhalten des Schichtwiderstandes widerspiegeln, besitzen für größere Spannungsabfälle über der Schicht, d.h. bei höheren Gesamtspannungen, weniger ausgeprägte Oszillationen mit kleineren Amplituden. Dieses Widerstandsverhalten ist nicht gut mit den Leitfähigkeitsmodellen in Kap.4 erklärbar. Es wird jedoch eher verständlich, wenn man als wesentlichen Leitungsmechanismus Tunneln von Insel zu Insel annimmt.

Ein wichtiges Kriterium für einen solchen Leitungsmechanismus ist i.a. ein negativer Temperaturkoeffizient. Die Leitfähigkeit ändert sich dabei exponentiell mit der reziproken Temperatur, zeigt jedoch bei niedrigen, angelegten elektrischen Feldern Ohmsches Verhalten. Nach den Ausführungen in Kap.7.2 ändert sich im Emissionssystem der FEI(d) bei einer festen Gesamtspannung im gleichen Sinne wie die Leitfähigkeit. Wir untersuchten deshalb die Temperaturabhängigkeit des FEI(d) bei einigen Schichtdicken für ein System, das aus einer auf ein Glimmersubstrat aufgedampften Pd-Schicht und einem W-Emitter bestand.

Für dieses System ist in der Abbildung 54 der Logarithmus des FEI umgekehrt proportional der Temperatur der Pd-Schicht für sechs verschiedene Gesamtspannungen aufgetragen. Die Pd-Probe besaß die mittlere Schichtdicke $d = 0.6 \text{ nm}$ (Abb.54a) bzw. $d = 1.3 \text{ nm}$ (Abb.54b). Bei niedrigen Temperaturen zwischen 125 und 170 K findet man einen exponentiellen Zusammenhang zwischen FEI und $1/T$; ab $T = 170 \text{ K}$ biegen die Kurven ab und verlaufen zum Teil mit einer anderen Steigung bei höheren Temperaturen geradlinig weiter (Abb.54a). Für die 1.3 nm dicke Schicht ergibt sich bei hohen und niedrigen Gesamtspannungen ein exponentieller Zusammenhang zwischen FEI und $1/T$ über den gesamten beobachteten Temperaturbereich, für mittlere U_G lediglich bei höheren Temperaturen. Die Temperaturmessungen sind jedoch nicht gut reproduzierbar.

Trotzdem werten wir dieses Ergebnis als Hinweis dafür, daß wir es bei unseren Untersuchungen des QSE mit Tunnelleitung

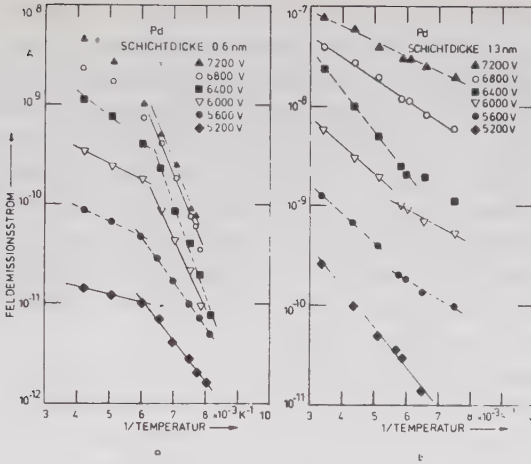


Abb. 54: Logarithmus des Feldemissionsstromes in Abhängigkeit von der reziproken Temperatur einer ebenen Pd-Schicht für verschiedene Gesamtspannungen

in diskontinuierlichen Schichten zu tun haben.

Versucht man zu berücksichtigen, daß die Schichten (Kap.6.4) Ohmsches Verhalten zeigen und auch die Inseln aufgrund des QSE diskrete Energieniveaus und eine entsprechend vom Festkörper abweichende Zustandsdichte aufweisen, so schränkt man die Auswahl an möglichen Modellen, mit denen in der Literatur die experimentellen Befunde in solchen Inseln beschrieben werden, stark ein /113,116,133-135/.

Ein Modell, mit dem man die Leitfähigkeit in den dünnsten Metallschichten unserer Ansicht nach am ehesten diskutieren könnte, schlugen HÖFER und FROMM /136/ vor. In den einzelnen Inseln sollen nur diskrete Energieniveaus für die Leitungselektronen existieren. Da benachbarte Inseln i.a. unterschiedlich groß sind, werden sich auch ihre Energieniveaus voneinander unterscheiden. Ein direkter Übergang beim Tunnelprozeß ist daher nicht erlaubt. Es wird deshalb angenommen, daß beim Tunneln der Elektronen von Insel zu Insel Phononen beteiligt sind.

Man kann sich klarmachen, daß in einem solchen Modell der Tunnelstrom zwischen zwei Inseln sehr wirkungsvoll vom Einfluß des QSE geprägt werden kann. Die Übergangswahrscheinlichkeit für ein Elektron unter Absorption oder Anregung eines Phonons wirkt sich i.w. in einer analogen Weise aus wie der Tunnelkoeffizient $D(\epsilon_1(d))$ (vgl. Gl. (4.4)) auf die FEJ(d) aus einer idealen Metall-Modellschicht. Der Ansatz von HÖFER und FROMM /136/ gestattete prinzipiell auch, den steilen Anstieg in der Leitfähigkeit mit zunehmendem d zu erklären, wenn der Zusammenhang zwischen mittlerer Schichtdicke d , der Inselgröße $d_I(d)$ und dem Inselabstand $d_A(d)$ bekannt wäre.

Im Tunnelstrom durch eine bestimmte Insel in Abhängigkeit von der Schichtdicke erwartet man nicht die hohen Amplituden wie im FEJ(d) der idealen Schicht. Denn normalerweise werden durch die Insel von Nachbarinseln Tunnelströme, von denen zwar jeder für sich durch den QSE geprägt ist, unterschiedlicher Stärke fließen, sich überlagern und i.a. dadurch zu QSE-Strukturen mit niedrigen Amplituden führen. Erhöht sich die mittlere Schichtdicke d , so brauchen sich nicht für alle Inseln die Größen $d_I(d)$ und $d_A(d)$ in gleicher Weise ändern. Entsprechend können sich dann Tunnelströme anders gewichtet überlagern. Vergleiche dazu die beiden Skizzen der Abbildung 55. Die Dicke der Pfeile soll als Maß für den jeweiligen Tunnelstrom zwischen zwei Inseln gelten.

In analoger Weise sind diese Vorstellungen auf den Gesamt-tunnelstrom durch die Inselnschicht zu übertragen, indem man entsprechend viele Mittelungsprozesse zuläßt.

Daß trotzdem periodische Schwankungen im FEI bzw. auch im $R(d)$ zu sehen sind, liegt vermutlich daran, daß zwar je nach Substrat und Aufdampfbedingungen Inseln anderer Größe entstehen, aber innerhalb einer Probe die Inselgröße nur jeweils um einen Faktor 1.5-2 schwankt /135/. So gesehen sind die experimentell gefundenen periodischen Strukturen mit den kurzen Periodizitäten von 0.2-0.6 nm und den niedrigen Amplituden in den FEI(d)-Kennlinien für Emissionssysteme nicht als unerwartet klein oder schlecht aufgelöst zu interpretieren. Im Gegenteil, es muß überraschen, daß in solchen Proben dennoch ein Einfluß des QSE zu merken ist.

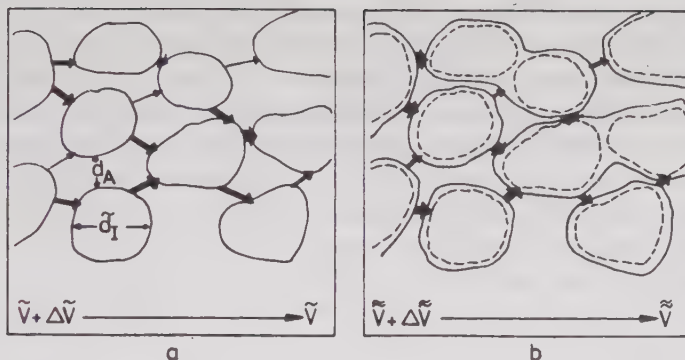


Abb. 55: Skizzen zum Zustandekommen des Tunnelstroms durch eine Inselschicht

10.3 QUALITATIVE DEUTUNG DER FEI(d)-STRUKTUREN BEDAMPFTER ISOLATORSPITZEN IM BEREICH DES STEILEN ANSTIEGS

Die Strukturen der FEI(d)-Kennlinien bedampfter Isolatorspitzen im Bereich des steilen Anstiegs sind qualitativ zu verstehen, wenn man sich die Probe in eine Inselschicht auf dem Spitzenschaft und in eine oder mehrere Inseln auf dem Spitzenscheitel zerlegt denkt. In der Inselschicht fließt, wie oben andiskutiert, ein stark dickenabhängiger Tunnelstrom, der auf dem Spitzenscheitel als FEI abgerufen wird. Im stationären Zustand stellt sich entsprechend dem Widerstand der Inselschicht eine Emitterspannung $U_E(d)$ ein, der beobachtete FEI(d) ergibt sich als Addition einzelner FEI aus den Inseln auf der Spitzenscheitel. Änderungen der Zustandsdichte und Austrittsarbeit in den einzelnen Inseln können in diesem Schichtdickenbereich nicht pointiert im FEI(d) in Erscheinung treten, da durch die Size Effekte - das sind ursächlich die hohen $R(d)$ -Änderungen in der Inselschicht - der steile Anstieg in der FEI(d)-Kurve

zustande kommt, der gerade die QSE-Oszillationen zum Großteil überdeckt.

Ein wesentlicher Unterschied zwischen $FEI(d)$ -Kennlinien bedampfter Isolatorspitzen und denen für Emissionssysteme ist: Alle an Emissionssystemen aufgenommenen $FEI(d)$ -Kurven (vgl. Abb. 37, 43, 44) haben bei allen Gesamtspannungen schichtdickenabhängige $FEI(d)$ -Schwankungen derselben Form. In den Kennlinien bedampfter Glasspitzen verändern sich manchmal bei Variation der Gesamtspannung die Strukturen, Maxima werden zu Minima und umgekehrt. Dies ist damit zu erklären, daß ab bestimmten U_G der emittierende Bereich der Spitze größer wird, was einer Emission aus mehr Inseln und/oder mit einer anderen mittleren Austrittsarbeit entspricht. Die Überlagerung mehrerer und anders gewichteter Teilemissionsströme kann einen solchen Wechsel in den Strukturen der $FEI(d)$ -Kurve zur Folge haben. Der QSE kann mit Hilfe der Feldemission meistens beobachtet werden, sein Einfluß auf die Schichteigenschaften ist im Vergleich zu den Size Effekten nicht bedeutend.

10.4 QUALITATIVE DEUTUNG DER $FEI(d)$ -KENNLINIEN BEDAMPFTER ISOLATORSPITZEN IM SÄTTIGUNGSBEREICH

Die Modelle zur Tunnelleitung zwischen Inseln sind nur brauchbar, solange die Inseln genügend weiten Abstand voneinander haben. Im Sättigungsbereich der $FEI(d)$ -Kurve wird man die Dickenabhängigkeit des Widerstandes auf dem Spitzenscheitel durch den klassischen Size Effekt und durch Modelle, wie sie in Kap. 3 erörtert wurden, zu beschreiben versuchen müssen. Die periodischen Schwankungen des $FEI(d)$ in diesem Schichtdickenbereich gehen wahrscheinlich zum größten Teil auf den Verstärkereffekt (Kap. 4) der dickenabhängigen Eigenschaften der Schicht auf dem Spitzenscheitel zurück. Solange noch ein leichtes Ansteigen der $FEI(d)$ -Kurve mit d festzustellen ist, wird der $FEI(d)$ auch noch vom Widerstand der Schicht beeinflusst.

Die Amplituden der FEI(d)-Oszillationen erreichen unter günstigen Bedingungen Werte, wie man sie nach den Modellrechnungen erwarten würde, z.B. (Abb.25) ab $d = 1$ nm zwei bis drei Zehnerpotenzen für niedrige Gesamtspannungen, oder (Abb.49) bei dickeren Schichten $d = 4-6$ nm eine halbe Größenordnung. Normalerweise bleiben jedoch bei nicht zu hohen Gesamtspannungen lediglich periodische Schwankungen mit relativ kleinen Amplituden erkennbar.

Den Einfluß des QSE im Sättigungsgebiet müßte man von theoretischer Seite für eine reale Schicht mit Oberflächenrauigkeit untersuchen. Da dies z.Z. nicht möglich ist bzw. einen immensen Aufwand verlangte, soll anhand der Skizzen in der Abbildung 56 eine Anregung zur Diskussion darüber gegeben werden, welche qualitativen Veränderungen man erwarten kann und in welchem Maße sich diese auf die FEI(d)-Kennlinien auswirken können, wenn man eine reale Schicht anstelle der Metall-Modellschicht verwenden würde. Das Elektronensystem soll sich für diese qualitativen Überlegungen auch in der realen Schicht in Analogie zum freien Elektronengas behandeln lassen.

Die Phänomene in einer zusammenhängenden Schicht könnte man unter dem Oberbegriff kohärente Effekte zusammenfassen, d.h. es sollen feste Phasenbeziehungen zwischen Bereichen unterschiedlicher Schichtdicke und nur gemeinsame Wellenfunktionen und Eigenwerte für die ganze Schicht existieren.

In der ideal glatten Metall-Modellschicht (Abb.56a) sind die Eigenfunktionen $\psi_{\vec{k}_{||},z}$ separierbar. Sie können immer so gewählt werden, daß bei einer festen Energie E jeder Wellenfunktion $|n_z\rangle$ senkrecht zur Oberfläche genau eine Wellenfunktion $|\vec{k}_{||}\rangle$ parallel dazu zugeordnet werden kann: $\psi_{\vec{k}_{||},z} = \delta(\vec{k}'_{||} - \vec{k}_{||}) \psi_{|n_z\rangle}$ (Abb.56b). Dies führt zu der skizzierten Energiestruktur des Leitungsbandes, nämlich der Aufspaltung in Subbands (Abb. 56c), der treppenförmigen Zustandsdichte $D(E,d)$ (Abb.56d) und dem schichtdickenabhängigen Verlauf der FEJ(d) mit sehr hohen Amplituden (Abb.56e). Eine ideal glatte Schicht mit einzelnen Punktfehlern ändert nichts an diesen Ergebnissen /137/, die Periodenlänge und die Höhe und Form der Stufen in der Zustandsdichte bleiben erhalten.

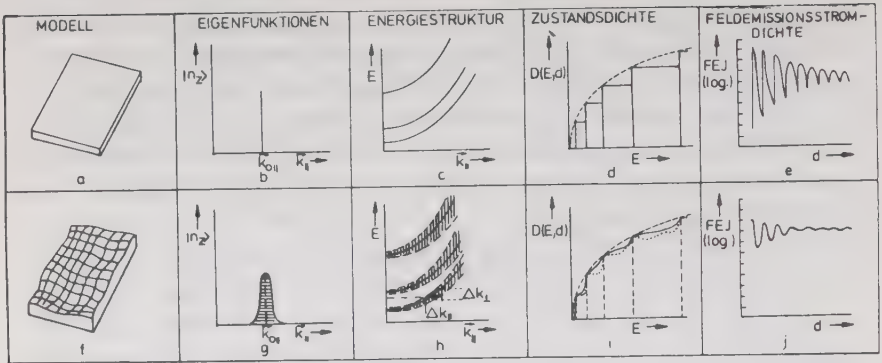


Abb. 56: Skizzen zur Diskussion des qualitativ unterschiedlichen Verhaltens zwischen der Metall-Modellschicht und einer realen Schicht

Qualitative Veränderungen erwartet man jedoch, wenn man amorphe Schichten oder Schichten mit Oberflächenrauigkeit (Abb.56f) betrachtet. Nun kann man die Wellenfunktion bezüglich der verschiedenen Richtungen nicht mehr separieren. Zu einem herausgegriffenen $|n_z\rangle$ können nun beliebig viele $\vec{k}_{||}$ -Zustände gehören. Man wird jedoch die Eigenfunktionen so wählen können, daß das Gewicht $c_{\vec{k}_{||}}$ im $\vec{k}$ -Raum um einen Wert $\vec{k}_{0||}$ konzentriert ist:

$$\langle \mathcal{Y}_{\vec{k}_{||}, z} \rangle = \sum_{\vec{k}'_{||}} \delta(\vec{k}'_{||} - \vec{k}_{||}) c_{\vec{k}'_{||}} |n_z\rangle$$

(Abb.56g). Aber auch die $|n_z\rangle$ sind nicht mehr scharf.

Für kleine $\vec{k}_{||}$ -Werte wird die Verschmierung bei langsamer ortsveränderlicher Störung der Oberfläche $\mathcal{V}(x,y,z)$ kleiner als für große $\vec{k}_{||}$ -Werte sein. Die Energiestruktur im Leitungsband könnte eine Form annehmen, die zwischen der des freien Elektrogases und der der idealen Metall-Modellschicht liegt (Abb. 56h). Die Energieverschmierung um die ursprünglichen Subbands $\Delta \vec{k}_{||}$ und $\Delta \vec{k}_{\perp}$ sind über die Unschärferelation mit der mittlere-

ren Lebensdauer τ eines Zustandes $|\vec{k}_{||}, n_z\rangle$ verknüpft:

$$\tau \sim 2\pi \hbar^{-1} \left| \langle \vec{k}_{||}, n'_z | \delta V(x, y, z) | \vec{k}_{||}, n_z \rangle \right|^2,$$

$$\tau \sim 2\pi \hbar^{-1} \left| \langle \vec{k}'_{||}, n'_z | \delta V(x, y, z) | \vec{k}_{||}, n_z \rangle \right|^2,$$

Eine langsame ortsveränderliche Störung parallel zur Oberfläche sollte in der Zustandsdichte i.w. eine Verschmierung der Stufen mit teilweise geraden Stücken zur Folge haben. Eine schnellere Ortsveränderlichkeit parallel zur Oberfläche wird ebenfalls zu einer Verschmierung der Treppenform (Abb 56i) führen; über den sonstigen Verlauf zwischen den Sprungstellen kann nichts definitives ausgesagt werden. Je nach Schichtbeschaffenheit kann die Zustandsdichte positive oder negative Steigungen in diesen Gebieten besitzen. Ortsveränderungen senkrecht zur Oberfläche haben vor allem Einfluß auf die Abstände der Sprungstellen. Man wird also keine streng periodischen Schwankungen aufgrund des QSE erwarten können. Solange jedoch die Zustandsdichte in Abhängigkeit von der mittleren Schichtdicke der realen Probe von der des entsprechenden Festkörpers abweicht - in unserem Beispiel von der des freien Elektronengases - wird die Feldemissionsstromdichte über die energieabhängige Tunnelwahrscheinlichkeit Information über die dickenabhängige Zustandsdichte $D(E, d)$ enthalten. Diese Information zeigt sich in den fast periodischen Schwankungen der FEJ(d) und je nach Oberflächenrauigkeit mit mehr oder weniger hohen Amplituden (Abb.56j). Analoge Überlegungen könnten auch für ideale und reale Inseln durchgespielt werden.

Diese Überlegungen sind zwar ohne mathematische Formulierung und Berechnung nicht beweiskräftig. Sie veranschaulichen aber, daß $D(E, d)$ realer dünner Schichten von $D(E, d \rightarrow \infty)$ des Festkörpers infolge des QSE abweichen wird. Sie erlauben aber auch den Schluß, daß die periodischen Schwankungen im FEI(d) ihre Ursache im QSE haben, auch wenn in den meisten Meßkurven viel geringere Einflüsse des QSE registriert wurden, als in den Modellrechnungen abgeschätzt wurden.

Unsere Ergebnisse für sehr dünne Metallschichten sind z.Z. nur mit Widerstandsmessungen von HOFFMANN und FISCHER /41/ an Pt-Schichten zu vergleichen. Sie finden in den kontinuierlich aufgedampften Schichten Widerstandsschwankungen mit kleiner Amplitude und Periodenlängen zwischen 0.6 und 0.18 nm. Sie interpretieren das Auftreten verschiedener Periodenlängen an einer Probe durch das Vorhandensein von Ladungsträgern mit unterschiedlichen effektiven Massen.

Ein großer Mangel der hier gezeigten Messungen ist, daß über Reinheit und Struktur der Proben keine bzw. nur indirekt Aussagen gemacht werden konnten. Häufig ergeben sich z.B. bei größeren Restgasdrücken höhere Amplituden, aber auch andere große Abweichungen vom sonst beobachteten Verlauf der Kennlinien. Mit Hilfe der künftig vorhandenen zusätzlichen Geräte wie einem Rasterelektronenmikroskop, einem Bildverstärker und einer LEED-Auger-Anlage sollten die noch fehlenden Informationen über die Reinheit der Schichten und die Gestalt und Emissionseigenschaften der Spitzen vervollständigt werden können.

In den hier besprochenen Experimenten konnte gezeigt werden, daß auch in nicht idealen, sehr dünnen Metallschichten der QSE zu vom Festkörper abweichenden Schichteigenschaften führt, die man modellmäßig unter der Annahme eines quasizweidimensionalen Elektronengases erwartet.

Interessiert man sich für den QSE mehr unter dem Gesichtspunkt, die Eigenschaften eines quasizweidimensionalen Elektronengases zu studieren, sollte man nicht die dünne Schicht als Paradebeispiel wählen. Denn die Breite des Potentialtopfes, in dem das Elektronengas eingeschlossen ist, kann in ihr durch Aufdampfen nur diskontinuierlich verändert werden. Unter diesem Aspekt sollte man QSE-Untersuchungen an Inversions- oder Akkumulationsschichten durchführen /32-40/, für die durch Spannungsvariation eine kontinuierliche Veränderung der Potentialtopfbreite möglich ist.

ZUSAMMENFASSUNG

Der Einfluß des Quantum Size Effekts (QSE) auf elektronische Eigenschaften wird für eine ideale Metall-Modellschicht im Uniform Background Model abgeschätzt. Das Modell gibt die selbstkonsistent berechneten Ergebnisse nach SCHULTE in sehr guter Näherung wieder. In diesem System äußert sich der QSE in periodischen Schwankungen der unteren Bandkante, der Fermienergie und der Zustandsdichte um die entsprechenden Festkörperwerte mit einer Oszillationslänge von 0.3 nm als Funktion der Schichtdicke. Die Amplitude der Oszillationen nimmt mit zunehmender Schichtdicke d i.w. umgekehrt proportional zu d ab.

Anhand eines Zweibandmodells für Halbmietallschichten wird gezeigt, daß in solchen Schichten der QSE zu Oszillationen mit Periodenlängen zwischen 1.5 und 20 nm mit 10-100 mal niedrigeren Amplituden als in Metallschichten Anlaß gibt.

Abschätzungen des QSE-Beitrages zur spezifischen Leitfähigkeit im Rahmen zweier einfacher Modelle für elastische und inelastische Streuung ergeben, daß die hier mit denselben Periodenlängen auftretenden Oszillationen neben den durch Size Effekte verursachten Änderungen der spezifischen Leitfähigkeit mit d experimentell kaum zu beobachten sind.

Dagegen zeigt die in der FOWLER-NORDHEIM-Näherung ermittelte Feldemissionsstromdichte für die Metall-Modellschicht Oszillationen mit einer Periodenlänge $\lambda \approx 0.3$ nm; die Amplitude der Oszillationen beträgt bei $d \approx 1$ nm vier, bei $d \approx 3$ nm immer noch eine Größenordnung.

Aus diesem Grunde wurden Isolatorspitzen im Ultrahochvakuum jeweils schrittweise mit Pd, Au und Sb bedampft und der Feldemissionsstrom $FEI(d)$ gemessen. Die $FEI(d)$ -Kennlinien steigen für eine fest eingestellte Gesamtspannung zwischen Kathode und Anode meist innerhalb von 1-1.5 nm von ca. 10^{-13} A um mehrere Größenordnungen an und biegen dann in eine Art Sättigungskurve ab. Der steile Anstieg rührt von einem schichtdickenabhängigen Spannungsabfall über die bei den kleinsten Schichtdicken hochohmige Probe ($10^{15} \Omega$) her, der bis zu 50 % der Gesamtspannung betragen kann und zu einer entsprechend niedrigeren Emitterspannung führt. Der Schichtwiderstand verringert sich inner-

halb eines kleinen Dickenintervalls (1-2 nm) um viele Größenordnungen. Ist der Widerstand auf 10^9 - $10^8 \Omega$ gesunken, dann emittieren die bedampften Glasspitzen FEI in derselben Größenordnung wie eine massive Metallspitze bei diesen Hochspannungen.

Den FEI(d)-Kennlinien der Metallproben sind auf dem steilen Anstieg Schultern, im Sättigungsgebiet periodische Schwankungen überlagert mit $0.2 < \lambda < 0.6$ nm - je nach Probe und Aufdampfbedingungen verschieden -. Die Amplituden sind meist klein, in einigen Fällen zeigten sich jedoch Amplituden zwischen einer halben und zwei Zehnerpotenzen; niedrigere Gesamtspannungen führen zu höheren Amplituden.

In Emissionssystemen, die aus einer in Reihe mit einer massiven Metallspitze geschalteten dünnen Schicht bestehen, zeigen sich in den FEI(d)-Kurven Oszillationen, die auf periodische Schwankungen des Schichtwiderstandes aufgrund des QSE zurückgeführt werden. In gleichzeitig an den Schichten aufgenommenen Widerstands-Kennlinien kommen diese Schwankungen wegen der Einflüsse der Size Effekte kaum zum Vorschein. Es ist häufig eine Korrelation zwischen der Steigung der Widerstandskurve und den Oszillationen in den FEI(d)-Kennlinien festzustellen.

In Sb-Schichten zeigt sich der QSE oft mit einer mittleren Periodenlänge von 1.5-1.6 nm und mit Amplituden, die qualitativ mit den Abschätzungen in den Modellrechnungen übereinstimmen.

Das Widerstands- und Temperaturverhalten der dünnen Metallproben weist darauf hin, daß Tunnelleitung zwischen Inseln der wesentliche Leitungsmechanismus ist. Eine qualitative Betrachtung des Einflusses des QSE in solchen Schichten und in Schichten mit Oberflächenrauigkeit, läßt den Schluß zu, daß der QSE auch in einer realen Schicht noch so einschneidende Veränderungen der Zustandsdichte und der Energiestruktur gegenüber dem Festkörper verursachen kann, daß diese schichtdickenabhängigen Veränderungen sich zumindest im FEI als verschmierte Oszillationen mit kleinen Amplituden, aber mit den erwarteten Periodenlängen von wenigen 0.1 nm bemerkbar machen. Aus diesem Grunde werden die gemessenen periodischen Schwankungen in den FEI(d)- und Widerstands-Kennlinien als Einfluß des Quantum Size Effekts auf diese Schichteigenschaften interpretiert.

LITERATURVERZEICHNIS

- /1/ I.TAMM: Z.Phys.76, 849 (1932)
- /2/ W.SHOCKLEY: Phys.Rev.50, 317 (1939)
- /3/ F.GARCIA-MOLINER, J.RUBIO: J.Phys.C2, 1789 (1969)
J.E.INGLESFIELD: J.Phys.C4, 114 (1971)
W.KLOSE, P.ENTEL, P.HERTZ: Z.Phys.245, 347 (1971)
- /4/ F.FORSTMANN, V.HEINE: Phys.Rev.Lett.24, 1419 (1970)
R.O.JONES: Proc.Phys.Soc.89, 443 (1966)
R.O.JONES: Phys.Rev.Lett.20, 992 (1968)
- /5/ J.D.LEVINE, S.FREEMANN: Phys.Rev.B2, 3255 (1970)
- /6/ O.C.LARRSON: Phys.Thin Films 6, 81 (1971)
- /7/ H.HAMMER, W.HARTWECK, D.STARK, P.ZWICKNAGL: Appl.
Phys.11, 41 (1976)
- /8/ R.FUCHS: Proc.Cambridge Phil.Soc.34, 100 (1928) n.v.
- /9/ E.H.SONDHEIMER: Adv.Phys.1, 1 (1952)
E.H.SONDHEIMER: Phys.Rev.80, 401 (1950)
- /10/ G.KNOTZ: Diplomarbeit, Sektion Physik der Universi-
tät München (1973)
- /11/ V.HEINE: Proc.R.Soc.A331, 307 (1972)
- /12/ H.MAYER: "Physik dünner Schichten" (Wissenschaftliche
Verlagsgesellschaft, Stuttgart, Bd.I 1950, Bd.II 1955)
- /13/ K.L.CHOPRA: "Thin Film Phenomena" (Mc Graw Hill, New
York, 1969)
- /14/ Herausgeber L.I.MAISSEL, R.G.LANG: "Handbook of Thin
Film Technology" (Mc Graw Hill, New York, 1970)
- /15/ V.N.LUTSKII: Phys.Status Solidi (a)1, 199 (1970)
- /16/ P.G.BORZYAK, V.I.VATAMANYUK, Y.A.KUYUPIN, A.A.CHUMAK:
Phys.Status Solidi (a)20, 359 (1973)
- /17/ A.ASAHI., T.HYMOTO, A.KAWAZU: Phys.Rev.B9, 3347 (1974)
- /18/ A.H.ABOU EL ELA, S.MAHMUD: Z.Naturforsch.29a, 912
(1974)
- /19/ Y.F.KOMNIK, E.I.BUKHSHTAB, Y.V.NIKITIN, C.SUIKOVSKII:
Sov.Phys.-Solid State 14, 543 (1972)
- /20/ M.SUBOTOWICZ, M.JALOCHOWSKI, B.MIKOLAJCZAK,
P.MIKOLAJCZAK: Phys.Status Solidi (a)17, 79 (1973)
- /21/ Y.F.KOMNIK, K.K.MAN'KOVSKII: Fiz.Nizk.Temp.1, 253
(1975) n.v.

- /22/ Y.F.KOMNIK, E.I.BUKHSHTAB, Y.V.NIKITIN: Fiz.Nizk.
Temp.1, 243 (1975)
- /23/ I.A.CHAIKOVSKII: Sov.Phys.-Solid State 17, 731 (1975)
- /24/ E.P.FESENKO: Sov.Phys.-Solid State 11, 2135 (1970)
- /25/ T.D.CLARK: J.Phys.Chem.Solids 35, 9 (1974)
- /26/ N.GARCIA, J.K.KAO, M.STRONGIN; Phys.Rev.B5, 2029
(1972)
- /27/ G.BURRAFATO, G.GIAQUINTA, N.A.MANCINI, A.PENNISI,
S.O.TROIA, R.HABEL: J.Phys.Chem.Solids 37, 519 (1976)
- /28/ Y.F.KOMNIK, E.I.BUKHSHTAB, Y.V.NIKITIN, C.SULKOVSKII:
Sov.Phys.-Solid State 14, 243 (1972)
- /29/ W.HARTWECK: Diplomarbeit, Universität Düsseldorf (1975)
- /30/ H.WILCZEK: Diplomarbeit, Universität Düsseldorf (1975)
- /31/ J.R.SCHRIEFFER in "Semiconductor Surface Physics"
Herausgeber R.H.KINGSTON (University of Pennsylvania
Press, Philadelphia, 1956) n.v.
- /32/ H.SAKAKI, T.SUGANO: J.Appl.Phys.10, 1016 (1971)
- /33/ D.Colman, R.T.BATE, J.P.MIZE: J.Appl.Phys.39, 1923
(1968)
- /34/ G.DORDA: J.Appl.Phys.42, 2053 (1971)
- /35/ A.B.FOWLER, F.F.FANG, W.E.HOWARD, P.J.STILES: Phys.
Rev.Lett.16, 901 (1966)
- /36/ V.N.HOLYAVKO, V.P.DRAGUNOV, B.V.MOROZOV, E.M.SKOK,
N.B.VELCHEV: Phys.Status Solidi (b)75, 423 (1976)
- /37/ R.Silbermann, G.Landwehr: Solid State Commun.16,
1055 (1974)
- /38/ R.KOTTHAUS, G.ABSTREITER, G.F.KOCH: Phys.Rev.Lett.34,
151 (1975)
- /39/ D.C.TSUI: Phys.Rev.B8, 2657 (1973)
- /40/ M.Altwein, H.FINKENRATH: Phys.Status Solidi (b)72,
413 (1975)
- /41/ H.HOFFMANN, G.FISCHER: Verhandl.DPG 5, 440 (1975)
G.FISCHER, Diplomarbeit, Universität Regensburg (1975)
- /42/ R.C.JAKLEVIC, J.LAMBE, M.MIKKAR, W.C.VASSEL: Phys.
Rev.B6, 89 (1971)
- /43/ R.C.JAKLEVIC, J.LAMBE, M.MIKKAR, W.C.VASSEL: Solid
State Commun.10, 199 (1972)
- /44/ L.C.DAVIS, R.C.JAKLEVIC, J.LAMBE: Phys.Rev.B12, 798
(1975)

- /45/ R.C.JAKLEVIK, J.LAMBE: Phys.Rev.B12, 4146 (1975)
- /46/ G.R.STEWART: Phys.Rev.B15, 1143 (1977)
- /47/ D.STARK, P.ZWICKNAGL: Appl.Phys.10, 265 (1976)
- /48/ V.B.SANDOMIRSKII: Sov.Phys.-JETP 25, 101 (1967)
- /49/ D.G.DEMPSEY, L.KLEINMANN, E.CARUTHERS: Phys.Rev.B12, 2932 (1975)
- /50/ D.G.DEMPSEY, L.KLEINMANN, E.CARUTHERS: Phys.Rev.B13, 1515 (1976)
- /51/ K.S.SOHN, D.G.DEMPSEY, L.KLEINMANN, E.CARUTHERS: Phys.Rev.B14, 288 (1976)
- /52/ K.S.SOHN, D.G.DEMPSEY, L.KLEINMANN, E.CARUTHERS: Phys. Rev.B14, 3185 (1976); Phys.Rev.B14, 3193 (1976)
- /53/ G.P.ALLDREDGE, L.KLEINMANN: Phys.Rev.Lett.28, 1264 (1972)
- /54/ W.KOHN: Phys.Rev.B11, 3756 (1975)
- /55/ N.KAR, P.SOVEN: Phys.Rev.B11, 3761 (1975)
- /56/ J.KORRINGA: Physica 13, 392 (1947)
- /57/ W.KOHN, N.ROSTOCKER: Phys.Rev.94, 1111 (1954)
- /58/ A.A.COTTEY: J.Phys.C4, 1734 (1971)
- /59/ A.A.COTTEY: J.Phys.C5, 2583 (1972)
- /60/ A.A.COTTEY: J.Phys.C6, L16 (1973)
- /61/ A.A.COTTEY: J.Phys.C8, 4135 (1975)
- /62/ F.K.SCHULTE, H.BROSS: Z.Phys.224, 190 (1969)
- /63/ H.M.JAMES: Phys.Rev.76, 1602 (1949)
- /64/ B.G.SMITH: Phys.Lett.18, 210 (1965)
- /65/ R.STRATTON: Phys.Lett.19, 556 (1965)
- /66/ F.K.SCHULTE: Surf.Sci.55, 427 (1976)
- /67/ F.K.SCHULTE: Dissertation, Sektion Physik der Universität München (1973)
- /68/ N.D.LANG in "Solid State Physics" Herausgeber F.SEITZ, D.TURNBALL, H.EHRENREICH (Academic Press, New York, 1973) Bd.28, S.225
- /69/ P.HOHENBERG, W.KOHN: Phys.Rev.136 B, 864 (1964)
- /70/ W.KOHN, J.J.SHAM: Phys.Rev.140 A, 1133 (1965)
- /71/ J.BARDEEN: Phys.Rev.49, 653 (1936)
- /72/ J.BARDEEN: Phys.Rev.58, 727 (1940)
- /73/ N.D.LANG, W.KOHN: Phys.Rev.B7, 1217 (1971)
- /74/ C.KITTEL: "Einführung in die Festkörperphysik" (Verlag Oldenburg, München, 1969), Kap.7

- /75/ F.K.SCHULTE: Phys.Status Solidi (b)79, 149 (1977)
- /76/ N.D.LANG, W.KOHN: Phys.Rev.B3, 1217 (1971)
- /77/ O.K.ANDERSON: Phys.Rev.B2, 883 (1970)
- /78/ S.TEWARI: Solid State Commun.11, 1157 (1972)
- /79/ A.Y.C.Yu, W.SPICER: Phys.Rev.169, 496 (1968)
- /80/ N.J.DIONNE, T.N.RHODIN: Phys.Rev.B14, 322 (1976)
- /81/ D.PENN, E.W.PLUMMER: Phys.Rev.B9, 1216 (1974)
- /82/ T.V.VORBURGER, D.PENN, E.W.PLUMMER: Surf.Science 48, 417 (1975)
- /83/ M.I.KAGANOV, S.NEDOREZOV, A.M.RUSTANOVA: Sov.Phys.-Solid State 12, 1820 (1971)
- /84/ R.M.KRISHNAN, F.O.MEYER III: Thin Solid Films 23, 7 (1974)
- /85/ L.M.FALICOV, P.J.LINN: Phys.Rev.141, 562 (1965)
- /86/ Ö.ÖTKÜ, G.A.SAUNDERS: Proc.Phys.Soc.91, 1561 (1967)
- /87/ L.R.WINDMÜLLER: Phys.Rev.149, 472 (1966)
- /88/ A.A.ABRIKOSOV: Sov.Phys.-JETP 17, 1099 (1963)
- /89/ V.BEZAK: J.Phys.Chem.Solids 27, 821 (1966)
- /90/ P.ZWICKNAGL: Diplomarbeit, Universität München (1973)
- /91/ R.G.CHAMBERS: in "Solid State Physics" Bd.I, Herausgeber J.F.COCHRAN, R.R.HAERING (Gordon and Breach, New York, 1966)
- /92/ H.E.BENNET, J.M.BENNET: in "Optical Properties of Metals and Alloys", Herausgeber B.ABELES (J.Wiley, New York, 1966)
- /93/ I.M.LIFSHITZ, A.M.KOSEVICH: Izv.Akad.Nauk.SSSR Ser.Fiz. 19, 395 (1955) n.v.
- /94/ E.C.CRITTENDEN, R.HOFFMANN: J.Phys.Radium 17, 220 (1956)
- /95/ F.J.BLATT: "Solid State Physics" (Academic Press, New York, 1957) Bd.4, S.270
- /96/ R.FUCHS, K.L.KIEWER: Phys.Rev.140A, 2076 (1965)
Phys.Rev.150, 573 (1966)
- /97/ R.ENGLMANN, R.RUPPIN: J.Phys.C1, 614 (1968), 630 (1968)
- /98/ C.GENZEL, T.P.MARTIN: Phys.Status Solidi(b)51, 91 (1972)
- /99/ R.NOSSEK: Z.Phys.142, 321 (1953)
- /100/ H.FRÖHLICH: "Elektronentheorie der Metalle" (Springer Verlag, Berlin, 1936) S.163 ff.
- /101/ F.BLOCH: Z.Phys.52, 555 (1929)
- /102/ F.NORDHEIM: Ann.Phys.9, 607 (1930)

- /103/ N.V.MILESHKINA, P.G.S.YAKHTENKO, N.I.D'YAKONOVA:
Sov.Phys.-Solid State 15, 693 (1973)
- /104/ N.V.MILESHKINA, V.M.USHA KOV: Sov.Phys.-Solid State
15, 903 (1973)
- /105/ V.G.KOGAN: Sov.Phys.-Solid State 13, 121 (1971)
- /106/ R.H.FOWLER, C.NORDHEIM: Proc.R.Soc.A119, 173 (1928)
- /107/ R.D.YOUNG, E.W.MÜLLER: Phys.Rev.113, 116 (1959)
- /108/ S.FLÜGGE: "Rechenmethoden der Quantentheorie" (Springer
Verlag, Berlin, 1965) S.40 f.
- /109/ E.L.WOLF: Phys.Rev.B10, 784 (1974)
- /110/ D.STARK: private Mitteilung
F.M.NIEMECK, D.RUPPIN: Z.Ang.Phys.6, 1 (1954)
- /111/ J.W.GADZUK, E.W.PLUMMER: Rev.Mod.Phys.45, 487 (1973)
- /112/ A.G.J.VAN OOSTROM: Philips Research Report, Suppl.1,
1 (1966)
- /113/ N.NIFFONTOFF: Compt.Rend.236, 1538 (1953)
Compt.Rend.237, 24 (1953)
- /114/ H.BLANK-LAPIERRE, N.NIFFONTOFF: J.Phys.Radium 17, 330
(1956)
- /115/ H.MAYER, R.NOSSEK, H.THOMAS: J.Phys.Radium 17, 204
(1956)
- /116/ C.A.NEUGEBAUER, M.B.WEBB: J.Appl.Phys.33, 74 (1962)
- /117/ I.I.GEGUZIN, I.Y.NIKIFOROV: Sov.Phys.-Solid State 15,
646 (1973)
- /118/ F.M.MUELLER, M.G.PRIESTLEY: Phys.Rev.148, 638 (1966)
- /119/ J.J.VULLEMIN, M.G.PRWESTLEY: Phys.Rev.Lett.14, 307
(1965); Phys.Rev.144, 396 (1966)
- /120/ L.R.WINDMILLER, J.B.KETTERSON, S.J.HORNFELDT: J.Appl.
Phys.40, 1291 (1969)
- /121/ F.M.MUELLER, A.J.FREEMAN, J.O.DIMMOCK, A.M.FURDYNA:
Phys.Rev.B1, 4617 (1970)
- /122/ T.E.HARTMAN: J.Appl.Phys.34, 943 (1963)
- /123/ Y.NAMBA: Jap.J.Appl.Phys.9, 1326 (1970)
- /124/ C.KITTEL: "Einführung in die Festkörperphysik" (Olden-
burg Verlag, München, 1969) S.258
- /125/ C.B.SOMMERS, H.AMAR: Phys.Rev.188, 1117 (1969)
- /126/ S.KUPRATAKULU, G.S.FLETCHER: J.Phys.C2, 1886 (1969)
- /127/ D.SHOENBERG: Philos.Mag.5, 105 (1960)
- /128/ R.W.MORSE, A.MYERS, C.T.WALKER: Phys.Rev.Lett.4, 605
(1961)

- /129/ J.D.ROAF: Phil.Trans.R.Soc.A255, 135 (1962)
- /130/ J.W.M.SACHTLER, G.J.DARGELD, H.A.HOLSCHER: Surf. Science 5, 221 (1966)
- /131/ K.MAKI: J.Appl.Phys.Suppl.2, 649 (1974)
- /132/ E.CREMER, E.RUEDL: in "Ergebnisse der Hochvakuumtechnik und der Physik dünner Schichten", Herausgeber J.AUWÄRTER (Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft, Stuttgart, 1957) S.49 ff
- /133/ C.A.NEUGEBAUER: in "Physics of Thin Films", Herausgeber G.HASS, R.E.THUN (Academic Press, New York, 1964), Bd.2, S.49 ff.
- /134/ R.STRATTON: J.Phys.Chem.Solids 23, 1177 (1962)
- /135/ T.E.HARTMANN: J.Appl.Phys.34, 943 (1963)
- /136/ G.HÖFER, E.FROMM: Phys.Status Solidi (a)5, 491 (1971)
- /137/ F.K.SCHULTE: private Mitteilung

Herr Prof. Dr. J. Kranz bot mir die Möglichkeit, im Institut diese Untersuchungen durchzuführen. Dafür und für die großzügige Bereitstellung von Institutsmitteln danke ich ihm.

Besonders herzlich bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. D. Stark, der diese Arbeit anregte und sie immer mit grossem Interesse verfolgte. In vielen Diskussionen gab er mir hilfreiche Hinweise.

Mit meiner Frau Gertrud, geb. Knotz, konnte ich vor allem die theoretischen Aspekte erörtern. Für die zahlreichen Gespräche, die auch viel zum Verständnis der Meßergebnisse beitrugen, möchte ich mich sehr herzlich bedanken.

Allen Mitarbeitern im Institut danke ich für die vielen Hilfestellungen, die sie mir gaben.

Die Modellrechnungen wurden am Rechenzentrum der Universität Düsseldorf durchgeführt.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die Überlassung von Sachmitteln.

Lebenslauf

Hans-Peter Zwicknagl

geboren am 10. März 1946
in Schwabach

Eltern: Postobersekretär Johann Bapt.
Zwicknagl und Emma, geb. Engelhardt

1952 - 1957

Besuch der Volksschulen in Wegscheid
bei Passau und Schwandorf

1957 - 1967

Besuch des Gymnasiums

1957 - 1958

Adam Kraft-Gymnasium in Schwabach

1958 - 1962

Humanistisches Gymnasium in Eichstätt

1962 - 1967

Adam Kraft-Gymnasium in Schwabach

1967 - 1973

Physikstudium an der Universität
München.

Diplomarbeit mit dem Thema: "Über den
Quantum-Size-Effekt und die Feldemis-
sion aus dünnen leitenden Schichten
und Bau eines Atomstrahlselektors für
neutrale Teilchen" bei Prof. Dr. A. Faessler
unter der Betreuung von Dr. D. Stark
Diplomhauptprüfung

20.7.1973

seit 1.10.1973

Wissenschaftlicher Assistent am Insti-
tut für Angewandte Physik der Universi-
tät Düsseldorf

Anfertigung der Doktorarbeit unter der
Anleitung von Herrn Prof. Dr. D. Stark

seit 27.10.1977

mit Diplomphysiker Gertrud,
geb. Knotz verheiratet

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

1944 - 1945

Fotodruck Mainz, Aachen, Malteserstraße 9, am Ponttor, Telefon (0241) 273 05